

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

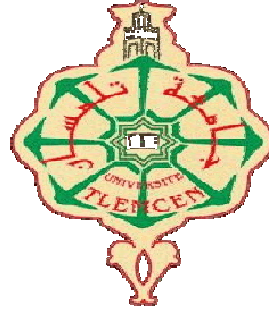
**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique**

جامعة أبي بكر بلقايد- تلمسان -

Université Aboubakr Belkaïd- Tlemcen -



## **THESE**

Présentée pour l'obtention du **grade** de **DOCTEUR** 3<sup>ème</sup> cycle LMD

**En** : Télécommunications

**Spécialité** : Systèmes et Réseaux Informatiques des Télécommunications

**Par** : FEDAOUCHE Amal

**Sujet**

**Application de la Méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel FDTD-2D  
pour l'Analyse et l'Optimisation de Composants à base des Cristaux Photoniques  
Bidimensionnels CPs-2D pour l'Optique Intégrée**

Soutenue publiquement en 2018 devant le jury composé de :

LEHSAINI Mohammed	Maitre de conférences (A)	Univ. Tlemcen	Président
BADAOUI Hadjira	Maitre de conférences (A)	Univ. Tlemcen	Directeur
ABRI Mehadji	Professeur	Univ. Tlemcen	Co-directeur
KHELIF Abdelkrim	Directeur de Recherche CNRS	Univ. Franche Comté	Examineur
ABID Hamza	Professeur	Univ. Sidi Bel Abbas	Examineur
MERABET Boualem	Maitre de conférences (A)	Univ. Mascara	Examineur

## Résumé:

Les cristaux photoniques à bande interdite photoniques ayant des propriétés attirantes telles que la périodicité diélectriques permettant la modification de la propagation des ondes électromagnétiques comme la périodicité du potentiel dans un cristal semi-conducteur. La plupart des recherches mettent à profil la bande interdite photonique mais les propriétés originales des bandes de transmission peuvent aussi être utilisées. Ce travail de thèse étudie aux niveaux théoriques et simulations la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques 2D planaires pour concevoir de nouveaux composants originaux pour l'optique intégrée en se basant sur la méthode FDTD-2D comme technique de modélisation.

Des structures innovantes à base des CP-2D ont été conçues pour servir le domaine des télécommunications de façon générale et plus particulièrement les circuits photoniques.

Les structures développées en tant que composants de division sont les diviseurs de puissance en Y  $1 \times 2$ ,  $1 \times 3$ ,  $1 \times 5$ ,  $1 \times 6$  ainsi que le diviseur  $1 \times 10$ . Les résultats obtenus démontrent une haute efficacité de guidage et de répartition aux longueurs d'ondes des télécommunications avec une large bande passante par rapport aux travaux existants dans la littérature.

**Mots clés :** Cristaux photoniques, optique intégrée, diagramme de bandes, guides d'ondes, double virages, jonction en Y, diviseurs, méthode des ondes planes, FDTD-2D.

## **Abstract:**

Photonic crystals with band gap having attractive properties such as dielectric periodicity allowing the modification of the propagation of electromagnetic waves in the same way that a periodic potential in a semiconductor crystal. Most research put in profile the photonic band gap, but the original properties of the transmission bands can also be used. This work studies at theoretical levels and simulations the propagation of light in 2D planar photonic crystals to design new original components for integrated optics based on the FDTD-2D method as modeling technique.

Innovative structures based on CP-2D have been designed to serve the field of telecommunications in general and more particularly the photonic circuits.

Structures investigated as dividing components are the Y  $1\times 2$ ,  $1\times 3$ ,  $1\times 5$ ,  $1\times 6$  power splitters and the  $1\times 10$  divider. The obtained results demonstrate a high efficiency of guiding and distribution telecommunications wavelengths with a broad bandwidth compared to existing works in the literature.

**Key words :** Photonic crystals, integrated optics, band gap, waveguide, double bends, Y-junction, power splitter, plane wave method, FDTD-2D.

## ملخص:

البلورات الضوئية ذات الفجوة الترددية لها خصائص جذابة مثل الدورية العازلة التي تسمح بتعديل انتشار الموجات الكهرومغناطيسية بنفس الطريقة التي يحتمل بها الإمكانات الدورية في بلورة أشباه الموصلات. معظم ملامح البحوث الفجوة الفرقة الضوئية، ولكن الخصائص الأصلية لنطاقات الإرسال يمكن أن تستخدم أيضا. هذه الأطروحة تدرس على المستويات النظرية والمحاكاة انتشار الضوء في البلورات الضوئية ثنائية الأبعاد لتصميم مكونات جديدة أصلية للبصريات المتكاملة على أساس طريقة الاختلافات المحدودة في المجال الزمني FDTD-2D.

وقد تم تصميم هياكل مبتكرة على أساس CP-2D لخدمة مجال الاتصالات بشكل عام وخاصة الدوائر الضوئية. الهياكل المقترحة كمكونات تقسيم هي  $1 \times 2$ ،  $1 \times 3$ ،  $1 \times 5$ ،  $1 \times 6$  فضلا عن المفرد  $1 \times 10$  استنادا إلى مفترق تصفية الرنانة Y.

وتظهر النتائج التي تم الحصول عليها كفاءة عالية للتوجيه والتوزيع علي موجات الاتصالات السلوكية واللاسلكية ذات النطاق الترددي العريض مقارنة بالأعمال القائمة في الأدبيات.

**الكلمات الرئيسية:** البلورات الضوئية ، الدليل الموجي ، مخطط الشريط ، البصريات المتكاملة ، الانحناءات المزدوجة ، القاسم ، FDTD-2D ، طريقة موجة الطائفة ، مفترق تصفية الرنانة Y.

# Table des matières

<b>Remerciements</b> .....	i
<b>Liste des abréviations</b> .....	ii
<b>Liste des figures</b> .....	iii
<b>Liste des tableaux</b> .....	ix
<b>Introduction générale</b> .....	01

## Chapitre I: Aspects fondamentaux des cristaux photoniques

I.1. Introduction .....	05
I.2. Les cristaux photoniques naturels.....	06
I.2.1. Les opales .....	06
I.2.2. Les papillons .....	07
I.2.3. Les oiseaux .....	08
I.2.4. Le ver marin.....	09
I. 3. Généralités sur les cristaux photoniques .....	10
I.3.1. Les équations de Maxwell .....	11
I.3.2. Vitesse de phase et vitesse de groupe .....	13
I.3.3. Théorème de Floquet-Bloch .....	14
I.3.4. Quelques notions sur la théorie des structures à bandes photoniques .....	15
I.3. 4.1. Relation de dispersion et diagramme de bandes .....	16
I.3. 4.2. Réseau direct et réseau réciproque .....	17
I.3.4.2.1. La maille carrée.....	18
I.3.4.2.2. La maille triangulaire .....	18
I.3.4.3. La zone de Brillouin .....	18
I.4. Description des cristaux photoniques .....	21
I.4.1. Cristaux photoniques unidimensionnels (miroirs de Bragg) .....	21
I.4. 2. Les cristaux photoniques bidimensionnels (2D) .....	24
I.4.2.1. Le facteur de remplissage .....	25
I.4.2.2. Approche membrane et substrat .....	26
I. 4.2.3. Diagramme de dispersion .....	27
I.4. 3. Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D) .....	28
I.5. Les applications des cristaux photoniques pour l'optique intégrée .....	31

I.5.1. Les défauts .....	32
I.5.2. Les principales applications des BIPs.....	33
I.5.2.1. Nanocavité à cristaux photoniques .....	33
I.5.2.2. Guides d'ondes et défauts étendus .....	35
I.5.2.3. Filtres et multiplexeurs .....	36
I.5.2.4. Fibres à cristaux photoniques .....	37
I.6. Conclusion .....	38

## **Chapitre II: Modélisation des cristaux photoniques**

II.1. Introduction .....	40
II.2. La modélisation numérique par la méthode FDTD.....	40
II.2.1. Principe de la FDTD .....	42
II.2.3. Discrétisation des équations de Maxwell .....	43
II.2.3.1. Discrétisation spatiale .....	43
II.2.3.2. Discrétisation temporelle.....	46
II.2.3.3. Equations de Maxwell discrétisées.....	46
II.2.3.4. Dispersion numérique et critère de stabilité de l'algorithme FDTD.....	48
II.2.3.5. Troncature du domaine de calcul .....	49
II.2.3.5.1. Les conditions PML .....	50
II.2.3.5.2. Les conditions de périodicité électromagnétiques.....	52
II.3. La méthode des ondes planes (PWE) .....	53
II.4. Sources et signaux d'excitation .....	56
II.4.1. Impulsion Gaussienne.....	56
II.4.2. Excitation sino-gaussienne .....	58
II.4.3. Excitation par une onde plane .....	58
II.5. Conclusion .....	60

## **Chapitre III: Notion de la BIP et les structures photoniques**

III.1. Introduction.....	61
III.2. Etude des diagrammes de dispersion des cristaux photoniques bidimensionnels .....	62
III.2.1. Procédure et conditions de calcul .....	62
III.2.2. La maille carrée .....	63
III.2.3. La maille triangulaire .....	66
III.3. Modélisation des cristaux photoniques bidimensionnels.....	69
III.3.1. Cristal photonique à maille carrée sans défaut .....	69

III.3.2. Cristal photonique à maille triangulaire sans défaut .....	71
III.4. Etude et modélisation des cristaux photoniques bidimensionnels avec défaut .....	73
III.4.1. Les guides d'ondes rectilignes .....	73
III.4.1.1. Etude du guide mono rangée $W_1^K A$ .....	73
III.4.1.1.1. Guide $W_1^K A$ en structure triangulaire.....	73
III.4.1.1.2. Guide $W_1^K A$ en structure carrée .....	75
III.4.2. Les guides d'ondes virages .....	77
III.4.3. Etudes des pertes au niveau des virages.....	79
III.4.3.1. Les pertes par courbure .....	79
III.4.3.2. Les pertes par transition .....	80
III.4.3.3. Les pertes par rugosité aux virages .....	80
III.5. Travaux de littérature sur les virages et les jonctions à base CP-2D .....	81
III.5.1. Comparaison entre la jonction en Y et la jonction en T .....	81
III.5.2. Autre techniques d'optimisation.....	83
III.6. Conclusion .....	85

## **Chapitre IV: Les diviseurs à base de la jonction Y dans les cristaux photoniques 2D**

IV.1. Introduction .....	87
IV.2. Description du diviseur $1 \times 2$ à base de la jonction Y .....	87
IV.2.1. Structure non modifiée du diviseur Y $1 \times 2$ .....	87
IV.2.2. Structure modifiée du diviseur Y $1 \times 2$ .....	90
IV.2.3. Analyse de la jonction Y $1 \times 2$ modifiée .....	91
IV.3. Description du diviseur $1 \times 3$ à base de la jonction Y .....	93
IV.3.1. Structure du diviseur Y $1 \times 3$ non modifiée .....	93
IV.3.2. Structure du diviseur Y $1 \times 3$ modifiée.....	96
IV.4. Description du diviseur $1 \times 6$ à base de la jonction Y .....	99
IV.4.1. Structure du diviseur Y $1 \times 6$ non modifiée.....	99
IV.4.2. Structure du diviseur Y $1 \times 6$ optimisée.....	102
IV.5. Description du diviseur $1 \times 5$ à base de la jonction Y .....	105
IV.5.1. Structure du diviseur en Y $1 \times 5$ non optimisée.....	105
IV.5.2. Structure du diviseur en Y $1 \times 5$ optimisée.....	108
IV.6. Description du diviseur $1 \times 10$ à base de la jonction Y.....	110
IV.6.1. Structure du diviseur en Y $1 \times 10$ non optimisée.....	110
IV.6.2. Structure du diviseur en Y $1 \times 10$ optimisée.....	112
IV.7. Comparaison avec la littérature.....	115
IV.8. Conclusion .....	117

<b>Conclusion générale .....</b>	<b>119</b>
<b>Références bibliographiques.....</b>	<b>123</b>



***" Le succès consiste à aller d'échec en échec sans jamais perdre son enthousiasme."***

***Mr Winston Churchill***

*À ma famille,  
Plus particulièrement à mes parents,  
Et plus particulièrement encore à Abdelwahhab,  
Surtout à mon ange Sirine*

# Remerciements

*Ce travail dirigé par Madame ABRI BADAOUI Hadjira et Monsieur ABRI Mehadji, a été découlé au sein du Laboratoire des Systèmes, et Technologies de l'Information et de la Communication (STIC) de l'université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen.*

*Je remercie vivement madame ABRI BADAOUI Hadjira, maitre de conférence à l'université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen, pour m'avoir proposé et dirigé ce travail, pour l'aide, le suivie et les précieux conseils qu'elle m'a prodigué pendant la période de thèse. Je la remercie chaleureusement.*

*J'exprime ma vive gratitude à Monsieur ABRI Mehadji, Professeur à l'université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen, pour sa disponibilité et ses explications toujours enrichissantes. Merci surtout pour ses encouragements et ses remarques pertinentes, qui m'ont permis jusqu'au bout de ce travail.*

*Je suis extrêmement reconnaissante à Monsieur KHELIF Abdelkrim, Professeur à l'université de Franche-Comté de Besançon, pour m'avoir accueillie au sein de son laboratoire FEMTO-ST de l'université Franche Comté de Besançon. C'était vraiment un très grand plaisir de lui rencontrer.*

*J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur LEHSAINI Mohammed professeur à l'université de Tlemcen et directeur du laboratoire STIC, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de thèse.*

*Je remercie très sincèrement Monsieur ABID Hamza, Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbes et Monsieur MERABET Boualem, Maitre de conférences à l'Université de Mascara, pour avoir accepté tous deux de juger ce travail et d'assurer le rôle de rapporteurs. Je remercie Monsieur KHELIF Abdelkrim, directeur de recherche au CNRS qui a eu la gentillesse de faire partie de mon jury de thèse.*

# *Dédicace*

*Je ne saurais oublier de remercier toutes les personnes qui sont très chères en particulier mes parents pour m'avoir guidé. Je n'aurai jamais de mots assez forts pour leur témoigner toute ma gratitude et ma reconnaissance pour leur soutien inconditionnel depuis toujours. Je vous aime et je suis fière de vous.*

*J'exprime ma pensée à mon mari Abdelwahhab qui m'a soutenu et encourager dans les moments difficiles, durant lesquels il a su me donner malgré tout beaucoup de bonheur, et pour tout le reste surtout ! Un grand merci d'être toujours présent, à côté de moi et surtout d'être patient.*

*Pour finir, les mots me manquent pour dire combien tu étais importante pour moi, mon ange Sirine, depuis ta naissance, et à qui je dédicace ce travail.*

*Enfin, j'adresse de francs remerciements à mes très chères sœurs Amina, Asmaa, Fatima et Karima, à mon cher frère Ibrahim, ma chère amie Souad et à toute ma belle-famille.*

# Liste des abréviations

$\lambda$  : Longueur d'onde.

$a$  : Période du cristal photonique.

$r$  : Rayon du cristal photonique.

$f$  : Facteur de remplissage.

$n$  : Indice de réfraction.

$\vec{k}$  : Vecteur d'onde.

$V_g$  : Vitesse de groupe.

$V_\phi$  : Vitesse de phase.

$c$  : Célérité de la lumière dans le vide.

$\varepsilon$  : Permittivité diélectrique.

$\mu$  : Perméabilité magnétique.

$\Theta$  : Opérateur Hermitien.

$\vec{G}$  : Vecteur du réseau réciproque.

**BIP** : Bande Interdite Photonique.

**CP** : Cristal Photonique.

**PCF** : Photonic Crystal Fibers.

**CROW** : Coupled Resonator Optical Waveguide.

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

**MEB** : Microscope Electronique à Balayage.

**PBG** : Photonic Band Gap.

**PhC** : Photonic Crystal.

**PML** : Perfectly Matched Layer.

**PWE** : Plane Wave Expansion.

**TE** : Transverse Electric.

**TM** : Transverse Magnetic.

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

**WDM** : Wavelength division multiplexing.

# Liste des figures

## Chapitre I: Aspects fondamentaux des cristaux photoniques

<b>Figure I.1 :</b>	(a) Une image d'opale naturelle, (b) image au microscope de sa structure.....	06
<b>Figure I.2 :</b>	(a) Photographie d'un papillon morpho. Les images (b) et (c) présentent l'agrandissement par microscope d'une aile de papillon.....	07
<b>Figure I.3 :</b>	(a) Exemple de la plume de paon, (b) Image macroscopique montre l'agrandissement de la plume qui contient des barbules dont chaque barbule est décomposée en une suite de cuvettes. (c) Figure montre l'agrandissement des cuvettes .....	09
<b>Figure I.4 :</b>	(a) Souris de mer. (b) Agrandissement montre les épines possédant ce ver marin, (c) Photographie au microscope d'une section d'épine.....	10
<b>Figure I.5 :</b>	Représentation schématique des différents types des structures photoniques (a) unidimensionnel (1D), (b) bidimensionnel (2D) et (c) tridimensionnel (3D) .....	11
<b>Figure I.6 :</b>	La représentation graphique des vitesses de groupe $V_g$ et de phase $V_\phi$ sur un diagramme de bandes d'un cristal photonique bidimensionnel 2D à structure carrée.....	14
<b>Figure I.7 :</b>	La maille carrée.....	18
<b>Figure I.8 :</b>	La maille triangulaire .....	18
<b>Figure I.9 :</b>	Représentation schématique de la zone de Brillouin pour un cristal photonique de réseau triangulaire.....	19
<b>Figure I.10 :</b>	Schéma représentant le passage du réseau réel vers le réseau réciproque avec la première zone de Brillouin associée pour un cristal photonique des mailles carrée triangulaire .....	20
<b>Figure I.11 :</b>	Présentation du réseau de Bragg composé d'un assemblage périodique de couches d'épaisseurs $a_1$ , $a_2$ et de permittivités différentes $\epsilon_1$ et $\epsilon_2$ .....	22
<b>Figure I.12 :</b>	Diagramme de dispersion d'un milieu homogène à une incidence normale de la lumière	22
<b>Figure I.13 :</b>	Structure de bandes d'un cristal photonique 1D constitué de plusieurs alternances de matériaux d'indices différents, de période $a$ . Le profil de l'amplitude du champ électrique pour chacun des modes en $\pi a$ est également représenté. La bande interdite autour de l'incidence normale apparaît dès que le contraste d'indice entre les couches est non nul .....	23
<b>Figure I.14 :</b>	Représentation schématique de cristaux photoniques bidimensionnels: (a) structure connectée. (b) structure déconnectée .....	24
<b>Figure I.15 :</b>	Une photo prise par un microscope électronique d'un CP implanté dans une structure hétérogène.....	25
<b>Figure I.16 :</b>	Géométrie des deux approches avec (a) l'approche substrat et (b) l'approche membrane	26
<b>Figure I.17 :</b>	Représentation des deux modes de polarisation TE et TM pour les cristaux photoniques bidimensionnels, propagation selon $x$ , le mode TE où $H_y=0$ , $E_y \neq 0$ , $k_y=0$ , et le mode TM où $E_y=0$ , $H_y \neq 0$ , $k_y=0$ .....	27
<b>Figure I.18 :</b>	Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium pour les polarisations TE et TM. La bande interdite pour la polarisation TM est en flèche	

	bleu et la bande interdite pour la polarisation TE est en flèche rouge. Seule la zone comprise entre les deux modes allant de la fréquence 0.42 à 0.51, présente la bande interdite complète .....	28
<b>Figure I.19 :</b>	Représentation schématique d'un cristal photonique tridimensionnel 3D montrant la Yablonovite fabriquée en 1993 par Yablonovitch.....	29
<b>Figure I.20 :</b>	Image au microscope montrant un exemple d'un cristal photonique tridimensionnel Si/air en structure Tas de bois.....	30
<b>Figure I.21 :</b>	Géométrie tridimensionnelle d'un cristal photonique composé de sphères diélectriques similaire à celle du diamant.....	30
<b>Figure I.22 :</b>	Exemple d'un diagramme de bande d'un réseau diamant de sphères d'air dans un diélectrique à haute permittivité $\epsilon=13$ .....	31
<b>Figure I.23 :</b>	Exemple d'une structure d'un cristal photonique sans défaut .....	32
<b>Figure I.24 :</b>	Schéma représentatif des différents types de défauts: (a) omission d'un motif, (b) variation de la tige, (c) changement d'une rangée, (d) Ajout d'un espacement entre deux rangées, (e) changement de matériau d'une rangée, (f) suppression d'une rangée.....	33
<b>Figure I.25 :</b>	Image au microscope d'une cavité dans un cristal photonique hexagonal de trous d'air	34
<b>Figure I.26 :</b>	Spectre de transmission d'un cristal photonique hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire .....	34
<b>Figure I.27 :</b>	Quelques exemples de guide d'onde dans un cristal photonique bidimensionnel de tiges diélectriques. (a) guide à cavité couplée. (b) guide obtenu par retrait d'une rangée de motifs. (c) virage obtenu en gravant des trous d'air dans des couches semi-conductrices. Les deux bras du guide coudé sont obtenus en omettant deux rangées de motifs parallèles.....	35
<b>Figure I.28 :</b>	Image descriptive du filtre Add-Drop, où le guidage des différentes ondes avec les fréquences $f_1, f_2, \dots, f_i, \dots$ est assuré par la suppression d'une rangée de trous.....	37
<b>Figure I.29 :</b>	Exemple d'une fibre optique à base du cristal photonique au microscope électronique ..	37

## Chapitre II: Modélisation des cristaux photoniques

<b>Figure II.1 :</b>	Représentation du principe de calcul de la dérivée première de $f(x)$ en $x_0$ , on l'approxime par un développement limité en série de Taylor à droite et à gauche de $x_0$ .	42
<b>Figure II.2 :</b>	Système à modéliser par la méthode FDTD .....	43
<b>Figure II.3 :</b>	Discrétisation spatiale du système à modéliser .....	44
<b>Figure II.4 :</b>	Circulation du champ $\vec{E}$ autour du champ $\vec{H}$ .....	44
<b>Figure II.5 :</b>	Circulation du champ $\vec{H}$ autour du champ $\vec{E}$ .....	45
<b>Figure II.6 :</b>	Position des composantes des champs électrique et magnétique dans l'espace 3D discrétisé suivant le schéma de Yee .....	45
<b>Figure II.7 :</b>	Représentation de la discrétisation temporelle .....	46
<b>Figure II.8 :</b>	Calcul itératif dite saute-mouton .....	48
<b>Figure II.9 :</b>	Description de la grille FDTD incluant des zones PML telle qu'elle a été proposée par Berenger. $\sigma_{x1}, \sigma_{x2}, \sigma_{y1}$ et $\sigma_{y2}$ symbolisent des conductivités et $\sigma_{x1}^*, \sigma_{x2}^*, \sigma_{y1}^*$ et $\sigma_{y2}^*$ symbolisent les pertes magnétiques.....	51
<b>Figure II.10:</b>	Organigramme simplifié du programme FDTD. Il est également possible de commencer par le calcul des composantes de $\vec{E}$ puis procéder à celui des composantes de $\vec{H}$ .....	53
<b>Figure II.11:</b>	Allure temporelle de la gaussienne .....	57

<b>Figure II.12:</b> Allure temporelle de la dérivée gaussienne .....	57
<b>Figure II.13:</b> Forme temporelle d'une source sinusoïdale modulée par une gaussienne .....	58
<b>Figure II.14:</b> Plan de travail utilisé par la FDTD.....	59

### Chapitre III: Notion de la BIP et les structures photoniques

<b>Figure III.1:</b> Présentation des différents réseaux de structures périodiques à simuler .....	62
<b>Figure III.2:</b> (a) Structure carrée. (b) Fenêtre de calcul PWE. (c) La première zone de Brillouin utilisée .....	64
<b>Figure III.3:</b> Diagramme de bandes d'un réseau carré de cristal photonique 2D de trous d'air. La simulation a été achevée par la PWE. (a) Polarisation TE. (b) Polarisation TM.....	65
<b>Figure III.4:</b> (a) Structure triangulaire. (b) Fenêtre de calcul PWE. (c) Variation du vecteur d'onde dans la première zone de Brillouin .....	66
<b>Figure III.5:</b> Diagramme de bandes d'une structure triangulaire de CP-2D de trous d'air percés dans un diélectrique d'indice de réfraction $n = 3.24$ . La simulation a été accomplie par la PWE. (a) Polarisation TE. (b) Polarisation TM.....	68
<b>Figure III.6:</b> Réseau d'un cristal photonique à maille carrée sans défaut .....	70
<b>Figure III.7:</b> Réponse spectrale en transmission et de réflexion d'une structure carrée de trous d'air en mode TE .....	71
<b>Figure III.8:</b> Réseau d'un cristal photonique à maille triangulaire sans défaut .....	72
<b>Figure III.9:</b> Le tracé des coefficients de transmission et de réflexion de la géométrie triangulaire sans défaut .....	72
<b>Figure III.10:</b> La structure du guide mono rangé Les paramètres de la structure triangulaire sont choisis tel que $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ , $n = 3.24$ , $f = 47\%$ et $r = 0.36a$ .....	74
<b>Figure III.11:</b> Spectre de transmission et de réflexion du guide mono rangée $W_1^K A$ sur une structure triangulaire, calculée par la FDTD-2D .....	75
<b>Figure III.12:</b> Guide mono rangée $W_1^K A$ réalisé dans un cristal photonique carrée de trous d'air. Les paramètres sont choisis tel que $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ , $n = 3.24$ , $f = 44\%$ et $r = 0.36a$ .....	76
<b>Figure III.13:</b> Courbes de transmission et de réflexion du guide mono rangée $W_1^K A$ identifié à la figure III.12, calculée par la FDTD-2D .....	76
<b>Figure III.14:</b> Schéma présente un exemple d'un guide d'onde virage.....	77
<b>Figure III.15:</b> Guide d'onde virage réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air. Les paramètres sont choisis tel que $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ , $n = 3.24$ , $f = 47\%$ et $r = 0.36a$ .....	78
<b>Figure III.16:</b> Réponse numérique en transmission et en réflexion du virage, calculée par la FDTD-2D.....	78
<b>Figure III.17:</b> Schéma présente les pertes par courbure.....	79
<b>Figure III.18:</b> Schéma présente les altérations par transition dans un guide d'onde courbé et les différentes configurations utilisées pour réduire ces pertes.....	80
<b>Figure III.19:</b> Configuration du virage CP-2D combinant un miroir réfléchissant .....	81
<b>Figure III.20:</b> Structure d'un diviseur, (a) $1 \times 2$ avec une jonction Y. (b) $1 \times 4$ avec une jonction Y. (c) $1 \times 2$ avec une jonction T. (d) $1 \times 4$ avec une jonction T .....	82
<b>Figure III.21:</b> La distribution du champ magnétique $H_z$ , (a) la jonction en Y $1 \times 2$ . (b) la jonction en Y $1 \times 4$ . (c) la jonction en T $1 \times 2$ . (d) la jonction en T $1 \times 4$ .....	83
<b>Figure III.22:</b> Présentation schématique de la jonction en Y $1 \times 2$ optimisée .....	84
<b>Figure III.23:</b> Le spectre de transmission de la jonction en Y $1 \times 2$ optimisée sur chaque ports de	



**Chapitre IV: Les diviseurs à base de la jonction Y dans les cristaux photoniques 2D**

**Figure IV.1:** Structure schématique du diviseur 1×2 excité en mode TE. Le cristal photonique bidimensionnel est un réseau à maille triangulaire de trous d’air de rayon  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont :  $S_x = 19 \mu m$ ,  $S_y = 14 \mu m$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$  ..... 88

**Figure IV.2:** Réponse spectrale en transmission de la jonction Y 1×2 non optimisée calculée aux différents ports du diviseur ..... 89

**Figure IV.3:** Répartition du champ électrique de la jonction Y 1×2 non optimisée dans le mode TE avec 4500 itérations ..... 90

**Figure IV.4:** La structure optimisée du diviseur 1×2 excité en mode TE basée sur un cristal photonique bidimensionnel qui est un réseau à maille triangulaire de trous d’air de rayon  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont :  $S_x = 19 \mu m$ ,  $S_y = 14 \mu m$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ , et le zoom de triangle ajouté qui a les paramètres suivants :  $L_3 = 2.56 \mu m$  et  $r_3 = 0.53a$  ..... 91

**Figure IV.5:** La réponse spectrale en transmission aux deux ports de sortie du diviseur optimisé Y 1×2. La puissance séparée équitablement entre les deux ports de sortie. La puissance totale enregistrée à la longueur d’onde  $1.55 \mu m$  est égale à 98.66 % calculée par la méthode FDTD-2D ..... 92

**Figure IV.6:** Répartition du champ électrique du diviseur Y 1×2 optimisé et excité en mode TE pour 3000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisit tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$  ..... 93

**Figure IV.7:** La structure de la jonction en Y 1×3 non optimisée excitée en mode TE. Le réseau est un cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire de trous d’air  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont :  $S_x = 21 \mu m$ ,  $S_y = 14 \mu m$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$  ..... 94

**Figure IV.8:** La réponse spectrale en transmission et en réflexion de la jonction Y 1×3 non optimisée calculée par la méthode 2D-FDTD aux différents ports de sortie du diviseur ..... 95

**Figure IV.9:** La distribution du champ électrique de la jonction Y 1×3 non optimisée excitée en mode TE après 4000 itérations ..... 96

**Figure IV.10:** La structure optimisée du diviseur 1×3 excité en mode TE basée sur un cristal photonique bidimensionnel qui est un réseau à maille triangulaire de trous d’air de rayon  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont :  $S_x = 21 \mu m$ ,  $S_y = 14 \mu m$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ , et le zoom de défaut ajouté au milieu avec les paramètres suivants :  $L = 3.4641 \mu m$ ,  $L_1 = 1.56 \mu m$ ,  $L_2 = 1.04 \mu m$  et  $r_1 = 0.16a$  ..... 97

**Figure IV.11:** Les spectres en transmission et en réflexion sur chaque port de sortie du diviseur Y 1×3 optimisé obtenus par simulation FDTD-2D ..... 98

**Figure IV.12:** Répartition du champ électrique de la jonction Y 1×3 optimisée excité en mode TE pour 7000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisit tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$  ..... 99

**Figure IV.13:** Schéma descriptif de la structure 1×6 non optimisée, excitée en mode TE basée sur un cristal photonique 2D à maille triangulaire de trous d’air de rayon  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont :  $S_x = 24 \mu m$ ,  $S_y = 26 \mu m$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$  .....

	100
<b>Figure IV.14:</b> Réponse spectrale en transmission et en réflexion de la jonction Y 1×6 non optimisée, calculée aux différents ports de sortie .....	101
<b>Figure IV.15:</b> Répartition du champ électrique du diviseur 1×6 non optimisé excité en mode TE pour 4500 itérations .....	102
<b>Figure IV.16:</b> La structure optimisée du diviseur 1×6 excité en mode TE basée sur un cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire de trous d'air de rayon $r = 0.36a$ gravés dans un milieu diélectrique $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont : $S_x = 24 \mu m$ , $S_y = 26 \mu m$ , $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ . Le défaut ajouté de paramètres suivants : $L_3 = 2.56 \mu m$ et $r_3 = 0.53a$ .....	103
<b>Figure IV.17:</b> Réponse spectrale en transmission et en réflexion sur les ports de sortie du diviseur 1×6 optimisé. La transmission totale enregistrée pour une longueur d'onde de $1.55 \mu m$ égale à 96 % .....	104
<b>Figure IV.18:</b> La répartition du champ électrique du diviseur 1×6 optimisée, excitée en mode TE obtenue par une simulation FDTD-2D pour 6500 itérations .....	105
<b>Figure IV.19:</b> La géométrie du diviseur 1×5 excitée en mode TE basée sur un cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire de trous d'air de rayon $r = 0.36a$ gravés dans un milieu diélectrique $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont : $S_x = 25 \mu m$ , $S_y = 24 \mu m$ , $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ .....	106
<b>Figure IV.20:</b> Les spectres en transmission de la jonction en Y 1×5 non optimisée obtenus par simulation FDTD-2D de la structure illustrée dans la figure IV.19 .....	106
<b>Figure IV.21:</b> Présentation de la répartition du champ électrique à l'itération 4500 du diviseur 1×5 non optimisé en jonction Y .....	107
<b>Figure IV.22:</b> Présentation schématique de la structure optimisée du diviseur 1×5 en jonction Y, excitée en mode TE, basé sur un cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire de trous d'air de rayon $r = 0.36a$ suspendue dans un diélectrique $n_{eff} = 3.24$ . Les dimensions de la structure $S_x = 25 \mu m$ , $S_y = 24 \mu m$ , $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ . Les paramètres des défauts $r_1 = 0.18a$ , $r_3 = 0.5a$ , $L = 3.4641 \mu m$ , $L_1 = 1.48 \mu m$ , $L_2 = 0.98 \mu m$ et $L_3 = 1.85 \mu m$ .....	108
<b>Figure IV.23:</b> Réponse spectrale en termes de transmission des cinq ports de sortie du diviseur en Y 1×5 pour la structure optimisée .....	109
<b>Figure IV.24:</b> Distribution du champ électrique du diviseur en Y 1×5 optimisé, excité en mode TE obtenue par la simulation FDTD-2D à 4000 itérations .....	110
<b>Figure IV.25:</b> La géométrie de la jonction Y 1×10 basée sur un cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire de trous d'air de rayon $r = 0.36a$ gravés dans un milieu diélectrique $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont : $S_x = 27 \mu m$ , $S_y = 27.5 \mu m$ , $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ .....	111
<b>Figure IV.26:</b> Présentation graphique de la réponse spectrale en transmission de la jonction Y 1×10 non optimisée obtenue par la FDTD-2D .....	111
<b>Figure IV.27:</b> Distribution du champ électrique du diviseur en Y 1×10 non optimisé, excité en mode TE obtenue par la simulation FDTD-2D à 8000 itérations .....	112
<b>Figure IV.28:</b> Structure du diviseur 1×10 optimisé à base de la jonction Y. Le diviseur proposé est un réseau CP-2D à maille triangulaire de trous d'air. Les dimensions de la structure $S_x = 27 \mu m$ , $S_y = 27.5 \mu m$ , $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ . Les paramètres des défauts $r_4 = 0.48a$ et $L_4 = 1.80 \mu m$ .....	113
<b>Figure IV.29:</b> La réponse spectrale en termes de transmission du diviseur 1×10 optimisé en jonction Y obtenue par la FDTD-2D .....	114

**Figure IV.30:** Distribution du champ électrique du diviseur en Y  $1 \times 10$  optimisé, excité en mode TE  
obtenue par la simulation FDTD-2D à 5500 itérations ..... 115

# Liste des tableaux

## Chapitre I: Aspects fondamentaux des cristaux photoniques

<b>Tableau I.1 :</b> Récapitulatif analogie entre électron et photon .....	15
<b>Tableau I.2 :</b> Tableau descriptif de l'espace direct et réciproque pour un réseau carré et triangulaire .....	21

## Chapitre IV: Les diviseurs à base de la jonction Y dans les cristaux photoniques 2D

<b>Tableau IV.1 :</b> Comparaison des performances de diviseur Y $1 \times 2$ avec Réf. [84] .....	115
<b>Tableau IV.2 :</b> Comparaison des performances de diviseur Y $1 \times 3$ avec les différents travaux ...	116
<b>Tableau IV.3 :</b> Comparaison des performances de transmission du diviseur $1 \times 5$ avec d'autres travaux .....	116
<b>Tableau IV.4 :</b> Comparaison des performances de transmission du diviseur $1 \times 6$ avec Réf. [90].	116

# Introduction générale

L'augmentation du volume des données échangées dans les télécommunications au cours de ces derniers temps, a entraîné le développement de réseaux de télécommunications à très haut débit, basés sur les fibres optiques. Ces réseaux permettent de véhiculer la lumière, et donc l'information, sur de longues distances. Cependant, au niveau local, c'est-à-dire au niveau de la communication inter- et intra- puces, le transport de l'information se fait toujours via des interconnexions métalliques. En raison de la demande sans cesse croissante d'une plus grande bande passante, et parallèlement la nécessité d'une intégration plus dense des composants engendre une forte promiscuité de toutes ces interconnexions altérant ainsi les performances des réseaux optiques.

Dans un tel cadre, la solution pourrait résider dans le développement d'interconnexions optiques comme alternative aux interconnexions métalliques. Les composants optiques doivent pouvoir réaliser les mêmes fonctionnalités que les composants électroniques, étant donné qu'ils sont les plus compacts possibles. La nano-photonique apparaît alors comme un candidat prometteur pour la réalisation d'interconnexions optiques, elle est la science qui étudie le comportement de la lumière à l'échelle nanométrique. Elle a pour objectif de comprendre, de contrôler l'émission de la lumière, son confinement et son guidage dans des systèmes artificiels dont les dimensions sont le plus souvent inférieures à la centaine de nanomètres. Par conséquent, elle couvre un très large domaine d'activité, et connaît actuellement un développement croissant en raison de nombreuses applications potentielles envisagées dans des domaines aussi différents que les sciences de l'information et la médecine. Ce développement est encouragé par les avancées récentes réalisées dans les moyens de fabrication et de caractérisation des matériaux, qui permettent aujourd'hui aux chercheurs de manipuler la matière à l'échelle nanométrique avec une aisance sans précédent.

L'apparition des photons sont apparus donc comme un moyen de guider l'information d'une manière performante. Justement ; Yablonovitch inspira en 1987 d'appliquer les notions des structures photoniques BIP. En modifiant artificiellement la matière, la lumière peut être contrôlée. Yablonovitch souhaitait initialement appliquer cette idée au problème du contrôle de l'émission spontanée, mais rapidement le caractère plus général de ce concept est apparu: les cristaux photoniques (CPs) étaient nés.

Ces derniers sont autant de thématiques qui font actuellement l'objet de nombreuses recherches théoriques et expérimentales pour l'amélioration des performances des composants optiques intégrés.

La notion de cristaux photoniques a été proposée pour la première fois en 1987. Les cristaux photoniques sont obtenus par structuration périodique de leur indice optique [1] [2] dans une, deux ou trois dimensions.

Dans un tel milieu, la propagation de la lumière exhibe des propriétés, si ce n'est exotiques, du moins étonnantes. Ces matériaux peuvent en effet offrir aux photons toute la panoplie des comportements arborés par les électrons dans un réseau cristallin: le photon peut se voir interdire certaines bandes d'énergie, être contraint, à d'autres énergies, à ralentir brusquement, voire à s'immobiliser. Dans ces conditions, la compréhension de la propagation de l'onde électromagnétique dans ces matériaux est de première importance. Il est souvent indispensable de connaître simultanément les amplitudes et les fréquences des ondes électromagnétiques présentées à un instant donné et le diagramme de bandes du nanomatériau considéré. Ces paramètres peuvent être accessibles théoriquement à partir de la résolution des équations de Maxwell.

L'idée originale développée par Yablonovitch, a été d'utiliser la bande interdite photonique (BIP), pour inhiber l'émission spontanée en annihilant la densité d'états des photons. Depuis, d'autres ont cru y déceler la solution idéale pour domestiquer le photon à l'échelle de la longueur d'onde, et rendre ainsi beaucoup plus compactes les dispositifs de l'optoélectronique et de l'optique guidée.

Ces matériaux sont à la base de nombreux dispositifs optiques tels que les miroirs à haute réflectivité [3], les filtres optiques [4], les cavités résonantes [5], les multiplexeurs [6], etc. Ces matériaux vont donner jour à de nouveaux composants optoélectroniques autrement plus performants et compacts que ceux classiques que nous connaissons actuellement. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence de propagation permise à l'intérieur d'une bande de fréquences interdites, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Ces défauts sont obtenus en modifiant localement la périodicité du cristal. Alors, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique et les champs associés à ces modes sont localisés au niveau de ces défauts.

Ce travail de thèse s'inscrit dans ce mouvement. Son but est la conception et l'étude de microstructures optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels, destinées à réaliser des fonctions optiques de guidage et de répartition de puissance aux longueurs d'ondes des télécommunications par fibres optiques, répondant aux exigences de l'intégration photonique.

Le premier chapitre est consacré aux rappels généraux sur les outils théoriques et les notions de base que nous avons utilisés dans notre travail. Nous soulignons que les cristaux photoniques artificiels ont été inspirés par la nature étant donné qu'il existe des cristaux photoniques naturels à l'état minéral et biologique tels que les papillons qui sont gouvernées par la relation de Bragg grâce aux couleurs brillantes dont le caractère périodique conduit à des effets de diffraction. En utilisant maintenant l'analogie entre le comportement d'électron dans un cristal ordinaire et celui d'un photon dans un cristal photonique donc les concepts retrouvés en physique du solide peuvent être employée pour l'étude des cristaux photoniques artificiels tels que le réseau réciproque, diagramme de bande...etc. Ce chapitre se termine par une présentation succincte de quelques applications de cristaux photoniques bidimensionnels.

Le deuxième chapitre rapporte en détail les différentes méthodes de modélisations des cristaux photoniques que nous allons utiliser dans nos simulations afin de déterminer les paramètres optimaux du matériau à BIP pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques. Cela concerne la modélisation de structures photoniques dans les matériaux diélectriques en utilisant la méthode des ondes planes PWE pour le calcul de la bande interdite photonique de chaque structure consacrée, ainsi la méthode de différences finies dans le domaine temporel en deux dimensions FDTD-2D. Cette dernière 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.

Dans le troisième chapitre, une attention particulière sera portée sur les cristaux photoniques bidimensionnels planaires gravés sur l'hétéro-structure InP/GaInAsP/InP qui serviront de support aux études de cette thèse. En premier temps, nous commençons par l'étude de diagrammes de dispersion des structures bidimensionnelles sans défaut à mailles carrées et triangulaires en exploitant la méthode des ondes planes. Nous étendons cette étude à la conception des guides d'ondes mono-rangée  $W_1^k A$  ensuite les guides d'ondes virages. Les réponses spectrales en transmission et en réflexion seront présentées et discutées.

Nous clôturons ce chapitre par l'exposition de différentes techniques d'optimisation utilisées déjà dans la littérature.

Le quatrième chapitre sera réservé à la conception des diviseurs de puissance, aux jonctions Y qui constituent des briques de base dans les interconnexions optiques. Une optimisation a été introduite afin d'améliorer les performances de ces différents circuits photoniques en termes de transmission et de réflexion. Plusieurs structures de diviseurs seront proposées. Les réponses spectrales en transmission et en réflexion ainsi que la répartition du champ seront discutés en utilisant la méthode FDTD-2D. Dans le but de prouver l'efficacité de nos topologies une étude comparative avec les travaux existants, a été exposée.

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



# Chapitre I

Aspects fondamentaux des cristaux  
photoniques

## I.1. Introduction

Les structures à Bandes Interdites Photoniques (BIP) sont composées d'un assemblage périodique de deux ou plusieurs matériaux diélectriques ou métalliques. Ce nouveau type de structures, généralement artificiel a été proposé [1] et réalisé [7] [8] pour la première fois par E. Yablonovitch à la fin des années quatre-vingt. En réalité, le tout premier matériau BIP ou cristal photonique a été réalisé sans le savoir par le physicien anglais William Laurence Bragg en 1915.

L'étude de la propagation des ondes dans ces milieux périodiques a été menée par Léon Brillouin, il y décrit de manière analytique la propagation des ondes électromagnétiques et électroniques dans les réseaux [9]. Il s'appuie en particulier sur les travaux de Kelvin et de Rayleigh, qui a montré que la périodicité des solutions dans l'espace réciproque résulte de la discrétisation dans l'espace réel et définit des domaines que l'on appellera les zones de Brillouin. Il décrit l'existence de « bandes interdites » liée au phénomène de diffraction des ondes dans les réseaux, des bandes de fréquence pour lesquelles l'onde ne se propage pas. Dès lors que la longueur d'onde est de dimension comparable au motif du réseau, un phénomène de diffraction apparaît, la propagation des ondes n'est pas possible, le réseau joue alors le rôle de filtre. Les caractéristiques du filtre sont directement liées aux propriétés physiques et géométriques du motif et du réseau.

Depuis, de nouveaux champs d'application ont vu le jour avec la fabrication de matériaux artificiellement structurés dont l'objectif commun est le contrôle de la propagation de la lumière. En particulier, les progrès des micro- et nanotechnologies ont rendu possible la création de réseaux nano structurés aux échelles des ondes électromagnétiques : les « cristaux photoniques ».

Un intérêt tout particulier a été porté aux structures qui permettent de contrôler les ondes électromagnétiques. Nous introduisons dans ce chapitre les concepts utiles à la définition des réseaux cristallins et de la propagation des ondes au travers. Nous présentons ensuite un état de l'art le plus synthétique possible des réseaux photoniques. Enfin nous donnons les éléments utiles à l'introduction de notre étude.

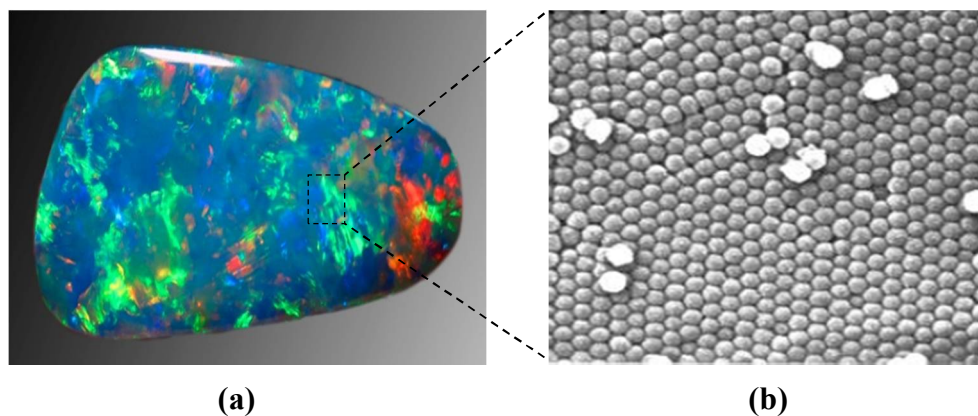
## I.2. Les cristaux photoniques naturels

Que ce soit dans la faune ou la flore, la nature a développé une large gamme de structures pour produire des matériaux aux propriétés remarquables via une grande diversité de couleurs et de formes sans utiliser de pigments. Effectivement, des recherches ont démontré que les caractéristiques des cristaux photoniques artificiels sont semblables à celles des structures naturelles. Dans cette partie, nous présentons brièvement différents exemples existants dans lesquels on peut trouver des architectures naturelles à cristal photonique.

### I.2.1. Les opales

Une opale a la nature d'une roche, elle est depuis l'Antiquité considérée comme une pierre semi-précieuse. Elles sont extraites du sol à différents endroits de la terre, mais les gisements se trouvent principalement en Australie et en Amérique. Il est de la nature du sédiment, composé par la superposition d'organes marins recouverts par l'eau très riche en silice. Si on observe une opale au microscope, on constate un arrangement ordonné et régulier de billes de silice de quelques centaines de nanomètres de diamètre, on dit que cet arrangement est périodique [10].

L'iridescence n'apparaît que dans les zones de l'opale où les billes de silice sont proches en taille et forment ces structures périodiques. Un exemple de ce cristal photonique naturel est présenté sur la figure I.1.



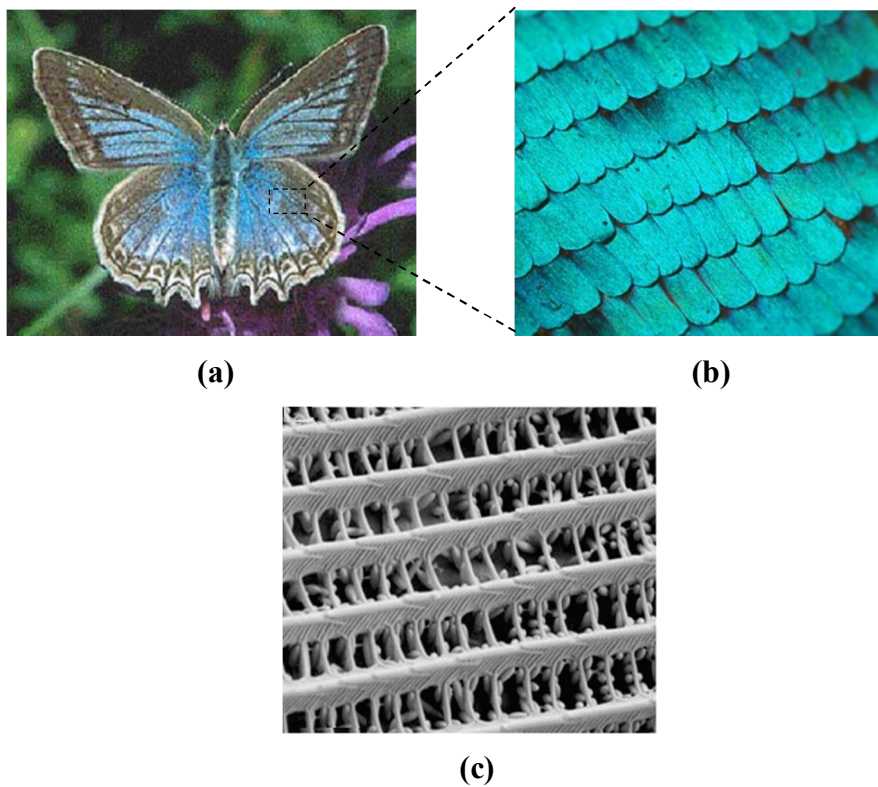
**Figure I. 1:** (a) Une image d'opale naturelle, (b) image au microscope de sa structure [11].

### I.2.2. Les papillons

Il est possible de trouver dans la nature les papillons, qui sont parmi les insectes les plus colorés. Il est démontré qu'ils dépendent énormément de la lumière d'où les couleurs particulières des ailes de ces derniers. Elles sont engendrées par l'interférence entre la lumière environnante et la micro-structuration de leurs ailes [12].

Sur la figure I.2 une étude au microscope des ailes a montré que ces derniers étaient composés d'écailles dont les paramètres varient continuellement et périodiquement. En effet, il se trouve que celle-ci représente une forme du cristal photonique à bande interdite photonique.

En effet, ce type de structure naturelle est capable de réfléchir la lumière pour des longueurs d'onde spécifiques dans des différentes directions.



**Figure I. 2:** (a) Photographie d'un papillon morphe. Les images (b) et (c) présentent l'agrandissement par microscope d'une aile de papillon [13].

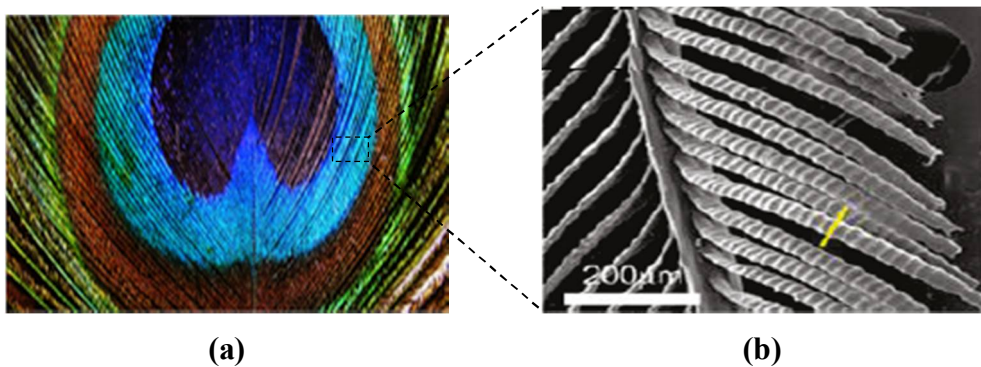
### I.2.3. Les oiseaux

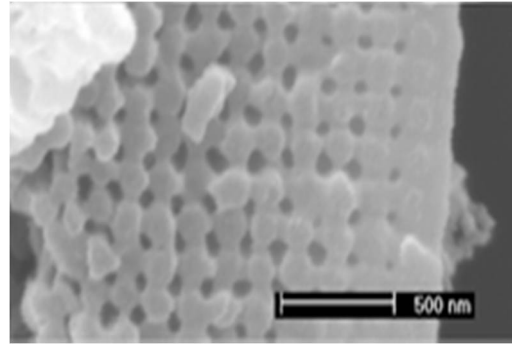
Une des particularités les plus extraordinaires des oiseaux est leurs couleurs. Ces plumes faites d'un matériau dense offrant des propriétés de dispersion de la lumière, lui-même contenu dans une matrice d'un autre matériau. En fait, ces plumes possèdent une structure périodique avec des pigments, ces derniers participent à l'absorption et à la diffraction des photons [14].

Toutefois, les pigments absorbent une part des photons, et réfléchissent d'autres couleurs vers l'œil. Ces couleurs structurales illustrent leur capacité à manipuler la lumière à l'aide de micro et nanostructures dédiées.

Quand on observe une plume de paon au microscope, on remarque des barbules qui sont responsables de la génération des couleurs. Les barbules des plumes sont composées par lames serrées constituées d'une série de petites cuvettes. Où on trouve de minces lamelles faisant réfléchir la lumière.

Alors il est évident que ce phénomène étudié est similaire aux CP-1D. Il a été déduit qu'il y a une dépendance entre l'intensité de la lumière réfléchie par la plume, la longueur d'onde et l'angle d'observation [14], d'où l'apparition des couleurs chatoyantes sur les plumes du paon (voir figure I.3).





(c)

**Figure I. 3:** (a) Exemple de la plume de paon, (b) Image macroscopique montre l'agrandissement de la plume qui contient des barbules dont chaque barbule est décomposée en une suite de cuvettes. (c) Figure montre l'agrandissement des cuvettes [14].

#### I.2.4. Le ver marin

D'autres animaux retrouvent ces particularités comme le ver marin ou la souris de mer. Ils contiennent des épines possédant les mêmes caractéristiques des cristaux photoniques. Cet animal également appelé « Aphrodita », est considéré comme une structure photonique plus efficace que celle fabriquée par les chercheurs jusqu'à présent [15].

L'analyse d'une coupe de la souris de mer au microscope a permis de mettre en évidence sa structure qui est partiellement recouverte d'épines, dont chaque épine est formée par un empilement périodique de cylindres creux (figure I.4).

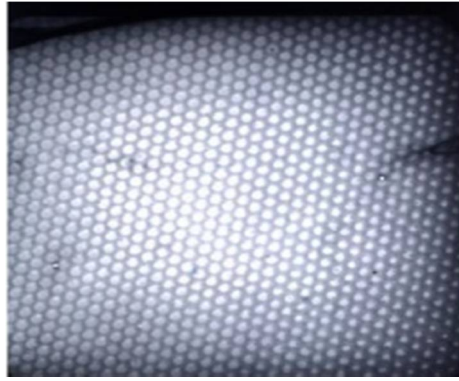
La lumière est diffractée par le réseau composé de cylindres qui ont un diamètre à l'échelle de la longueur d'onde



(a)



(b)



(c)

**Figure I. 4:** (a) Souris de mer. (b) Agrandissement montre les épines possédant ce ver marin, (c) Photographie au microscope d'une section d'épine [15].

Dans cette partie on a présenté un ensemble de matériaux naturels qui se rapprochent de la structure d'un cristal photonique. On peut déterminer l'économie extraordinaire de matières utilisés, une phase solide, de la chitine chez les insectes ou de la kératine chez les oiseaux, les poissons et reptiles, deux polymères très proches, et une phase fluide, liquide comme l'eau ou fluide biologique, ou gazeuse comme l'air [15]. Dans l'optique, ces matériaux se ressemblent aux composants diélectriques présentant un faible contraste d'indice de réfraction.

### I.3. Généralités sur les cristaux photoniques

L'objectif des chercheurs au cours de dernières années, est de rapprocher les propriétés des cristaux solides de celles des cristaux photoniques pour réaliser un cristal photonique semblable de ce qu'est un cristal pour les électrons [1] [2] [16].

Les dispositifs à base des cristaux photoniques sont actuellement les briques élémentaires pour l'ingénierie de circuits optiques intégrés. Il s'agit des structures artificielles composées d'un empilement périodique de deux ou plusieurs matériaux, dont le type de ces géométries est indiqué selon le nombre de leurs dimensions, désignés sous l'appellation cristaux photoniques ou matériaux à bande interdite photonique.

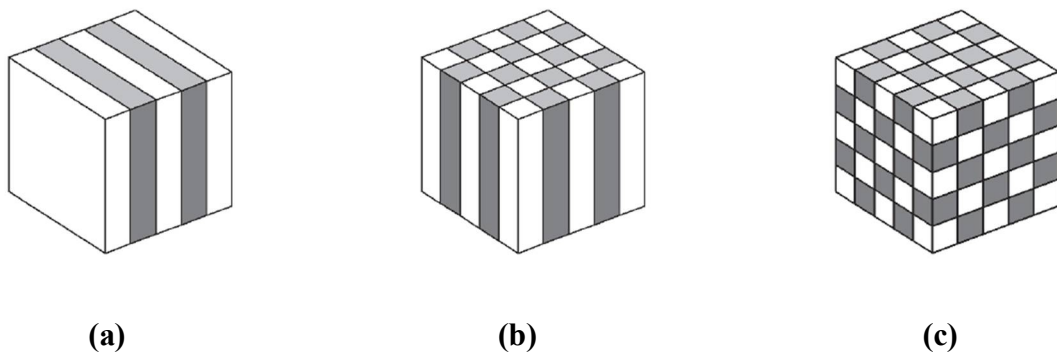
Ces structures périodiques permettent la modification de la propagation des ondes électromagnétiques comme la périodicité du potentiel dans un cristal semi-conducteur. Elles peuvent assurer des longueurs d'onde sélective directe de la lumière.

En effet, dans la physique du solide le cristal modifie les propriétés de propagation des électrons dans certaines directions, appelées bandes interdites électroniques.

L'analogie optique d'un tel cristal est un cristal photonique, dont il est possible de contrôler la propagation des photons dans un potentiel créé cette fois par la modulation de l'indice optique suivant une ou plusieurs directions de l'espace [17] (figure I.5). Alors, la périodicité de la fonction diélectrique du matériau joue ici le même rôle pour les photons que le potentiel périodique pour les électrons.

Donc, on peut déduire que les cristaux photoniques possèdent une structure de bandes pour les photons qui donnera la valeur de la fréquence pour chaque bande interdite en fonction du vecteur d'onde, pour lesquelles il n'y aura aucun mode propagatif des ondes électromagnétiques, quel que soit la polarisation et la direction de propagation de cette onde. On parlera des bandes de fréquences interdites.

Cette particularité offre aux cristaux photoniques la possibilité de contrôler et de manipuler la propagation de la lumière.



**Figure I. 5:** Représentation schématique des différents types des structures périodiques (a) unidimensionnel (1D), (b) bidimensionnel (2D) et (c) tridimensionnel (3D).

### I.3.1. Les équations de Maxwell

La théorie de la propagation de la lumière dans les structures diélectriques est basée sur la combinaison des équations de Maxwell des champs électromagnétiques avec le théorème de Bloch pour des potentiels périodiques en physique du solide.

La compréhension de la théorie des cristaux photoniques consiste principalement à saisir la façon avec laquelle ces deux principes agissent l'un sur l'autre dans un diélectrique périodiquement structuré. Dans ce contexte, il est possible d'exploiter l'analogie formelle qui existe entre l'électron et le photon, pour concevoir puis réaliser des cristaux à bandes interdites photonique [18].



On rappelle les équations de Maxwell, qui régissent la propagation de la lumière dans un milieu diélectrique linéaire et isotrope:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.1})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = -\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \cdot \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.2})$$

Où  $\varepsilon_0$  et  $\mu_0$  sont respectivement la permittivité diélectrique et perméabilité magnétique du vide,  $\varepsilon(\vec{r})$  étant la permittivité relative du matériau qui est en fonction des coordonnées du point de l'espace.

Par manipulation des deux dernières équations, on obtient les équations de propagation suivantes pour  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$ :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) = -\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.3})$$

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

Où  $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

Si on cherche des solutions des équations précédentes sous la forme d'ondes harmoniques

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{I.5})$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{I.6})$$

On peut écrire les équations (I.3) et (I.4) aux valeurs propres suivantes:

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \right) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I.7})$$

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{I.8})$$

Ces équations représentent les valeurs possibles de la fréquence d'une onde se propageant dans le matériau en l'absence d'excitation extérieure et les amplitudes des champs associés.

En identifiant le membre gauche des équations maîtresses (I.7) et (I.8) comme un opérateur hermitien noté par  $\Theta$  agissant sur  $\vec{E}(\vec{r})$  et  $\vec{H}(\vec{r})$ , on arrive à:

$$\theta \vec{E}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I.9})$$

$$\theta \vec{H}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{I.10})$$

$$\text{Avec } \theta = \vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \right) \quad (\text{I.11})$$

### I.3.2. Vitesse de phase et vitesse de groupe

La propagation d'ondes dans un milieu peut être caractérisée par deux grandeurs homogènes à des vitesses appelées par: la vitesse de phase et la vitesse de groupe. La vitesse de phase est par définition la vitesse de propagation d'une onde monochromatique dans le milieu. Dans le vide, cette valeur est égale à la vitesse de la lumière  $c$ . Dans le cas d'un matériau homogène d'indice de réfraction  $n$  avec  $n^2 = \varepsilon\mu$ , cette vitesse est égale à:

$$V_{\varphi_0} = \frac{c}{n} \quad (\text{I.12})$$

Si le matériau est dispersif, cette valeur peut varier en fonction de la pulsation et la vitesse de phase perd sa signification physique. On a alors une vitesse de phase égale à:

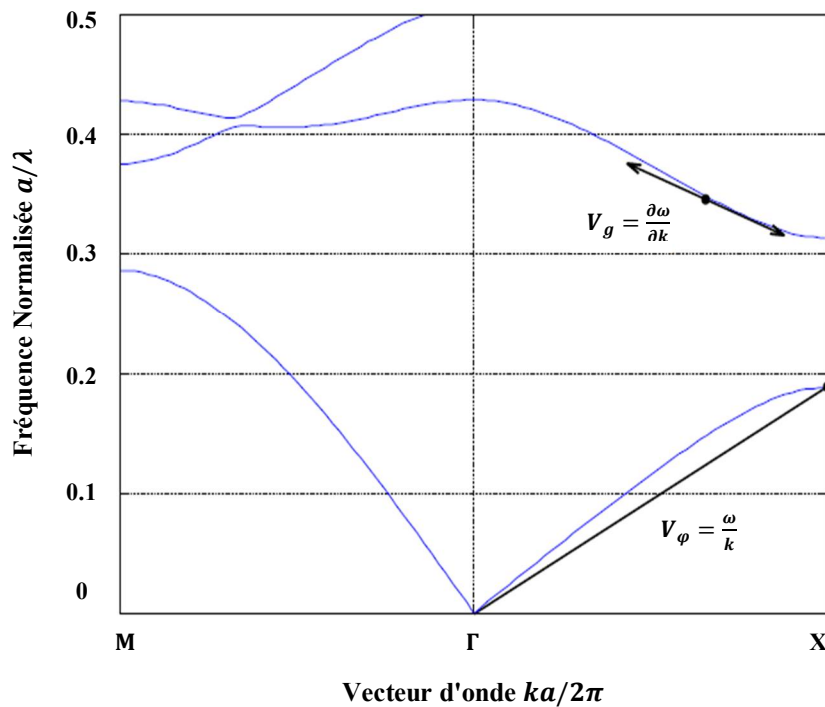
$$V_{\varphi} = \frac{\omega}{k} \quad (\text{I.13})$$

La vitesse de groupe est quant à elle associée à la vitesse de propagation de l'énergie d'un paquet d'onde, elle correspond à la vitesse de propagation des extrema du paquet d'onde et est égale à:

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (\text{I.14})$$

La vitesse de groupe est donc définie comme étant la dérivée locale de la branche de dispersion étudiée [19].

Le diagramme de bandes sur la figure suivante montre la relation entre les vitesses de phase et de groupe et les courbes de dispersion dans le cas d'une structure photonique bidimensionnelle à maille carrée.



**Figure I. 6:** La représentation graphique des vitesses de groupe  $V_g$  et de phase  $V_\varphi$  sur un diagramme de bandes d'un cristal photonique bidimensionnel 2D à structure carrée.

Par définition, il est clair qu'il n'existe qu'une seule solution possible pour que le vecteur de propagation  $k$  appartienne à la courbe de dispersion d'une onde plane de pulsation  $\omega$  se propageant suivant le sens et la direction du vecteur.

On peut déterminer la vitesse de groupe  $V_g$  à partir de la pente de la courbe de dispersion au point qui représente cette onde. La direction de propagation de la lumière dépend de la vitesse de groupe à savoir que cette dernière contient deux états possibles positive ou négative.

### I.3.3. Théorème de Floquet-Bloch

Le théorème de Floquet-Bloch [19] est la théorie essentielle utilisée pour la modélisation de la propagation dans une structure périodique dans une ou plusieurs directions. Ce théorème stipule qu'une onde  $v$  dans un milieu périodique se comporte comme une enveloppe périodique  $u$  portant la périodicité du milieu modulée par une onde plane :

$$\vec{v}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{I.15})$$

Où  $\vec{u}_{\vec{k}} = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R})$ , est une fonction périodique avec les mêmes périodes que le potentiel. Tout simplement on peut définir la fonction d'ondes par le produit entre une onde plane et une fonction périodique.

L'importance de cette théorie est qu'elle montre qu'il suffit de connaître  $v$  sur la maille élémentaire du cristal, les valeurs se répètent dans les autres mailles. Avec  $\vec{k}$  est le vecteur de Bloch, et les fonctions d'ondes sont fonctions de Bloch.

Les équations (I.7) et (I.8) sont les analogues formels de l'équation de Schrödinger qui régit le comportement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal.  $\vec{E}(\vec{r})$  (ou  $\vec{H}(\vec{r})$ ) étant l'analogie électromagnétique de la fonction d'onde  $\vec{\Psi}(\vec{r})$  et  $\varepsilon(\vec{r})$  étant l'analogie du potentiel atomique  $V(\vec{r})$ .

Par cette analogie, on applique les mêmes notions des cristaux semi-conducteurs, tels que les concepts du réseau réciproque et le théorème de Bloch pour la détermination de l'équation d'onde.

Le tableau I.1 donne un résumé de cette analogie à un système unidimensionnel qui peut être étendu aux cristaux bidimensionnels ou tridimensionnels.

	<b>Electron (Schrödinger)</b>	<b>Photon (Maxwell)</b>
<b>Champ</b>	$\vec{\Psi}(\vec{r}, t) = \vec{\Psi}(\vec{r}). e^{i\omega t}$	$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}). e^{i\omega t}$
<b>Grandeur caractéristique</b>	$V(\vec{r})$	$\varepsilon(\vec{r})$
<b>Opérateur Hermitien</b>	$H = \frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\vec{r})$	$\Theta = \vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \right)$
<b>Equation aux valeurs propres</b>	$H\Psi = E\Psi$	$\Theta H = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 H$

**Tableau I. 1:** Récapitulatif analogie entre électron et photon.

### I.3.4. Quelques notions sur la théorie des structures à bandes photoniques

Dans le but d'étudier et tracer les diagrammes de bandes, il est nécessaire de prendre en compte toutes les directions de propagation. Dans chaque cristal photonique, les surfaces de dispersion ont des périodes et symétries qui découlent de celles du réseau direct, d'où, l'étude se restreint aux vecteurs  $k$  situés à l'intérieur de la zone de Brillouin.

Le diagramme de bandes se fait pour des composants du vecteur d'onde  $\vec{k}$  parcourt les directions de hautes symétries de cette zone du réseau réciproque.

### I.3.4.1. Relation de dispersion et diagramme de bandes

L'analogie avec la physique du solide permet de réutiliser tous les outils de la cristallographie liés à la périodicité du réseau. On peut associer à un cristal photonique une fonction diélectrique périodique  $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{R})$ . Suivant la dimensionnalité de la structure, la constante diélectrique est une fonction périodique du système suivant une, deux ou trois directions de l'espace, et est invariante selon les autres directions. Le vecteur  $\vec{R}$  est une combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau direct ( $\vec{a}_i$ ).

$$\vec{R} = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 + n\vec{a}_3 \quad (\text{I.16})$$

Avec  $l, m, n$ : entiers

Dans ce cas, le théorème de Bloch pour un problème aux valeurs propres nous permet de mettre les solutions de l'équation (I.8) sous la forme:

$$\vec{H}_k(\vec{r}) = \vec{u}_k(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{I.17})$$

En remplaçant  $\vec{H}_k(\vec{r})$  par sa forme d'onde de Bloch (I.17) dans l'équation maîtresse (I.8), on obtient:

$$\hat{\Theta}\vec{H}_k = \left(\frac{\omega(\vec{k})}{c}\right)^2 \vec{H}_k \quad (\text{I.18})$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}\vec{\nabla} \times e^{i\vec{k}\vec{r}}\vec{u}_k(\vec{r})\right) = \left(\frac{\omega(\vec{k})}{c}\right)^2 e^{i\vec{k}\vec{r}}\vec{u}_k(\vec{r}) \quad (\text{I.19})$$

$$(i\vec{k} + \vec{\nabla}) \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}(i\vec{k} + \vec{\nabla}) \times \vec{u}_k(\vec{r}) = \left(\frac{\omega(\vec{k})}{c}\right)^2 \vec{u}_k(\vec{r}) \quad (\text{I.20})$$

$$\hat{\Theta}_k \vec{u}_k(\vec{r}) = \left(\frac{\omega(\vec{k})}{c}\right)^2 \vec{u}_k(\vec{r}) \quad (\text{I.21})$$

Avec  $\hat{\Theta}_k$  est le nouvel opérateur hermitien qui dépend du vecteur d'onde  $\vec{k}$ :

$$\hat{\Theta}_k = (i\vec{k} + \vec{\nabla}) \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})}(i\vec{k} + \vec{\nabla}) \times \quad (\text{I.22})$$

La résolution d'une telle équation, pour un vecteur d'onde donné  $\vec{k}$ , conduit à un ensemble discret de valeurs propres  $\lambda_n(\vec{k})$ , fonctions du vecteur  $\vec{k}$ , discriminées par un indice de bande entier  $n$ . Ces valeurs propres sont reliées aux fréquences propres du cristal par :

$$\lambda_n(\vec{k}) = \frac{\omega_n^2(\vec{k})}{c^2} \quad (I.23)$$

La relation de dispersion est la relation  $\omega(k)$  entre la pulsation  $\omega$  et le vecteur d'onde  $\vec{k}$ . Elle caractérise le milieu dans lequel se propage l'onde et offre ainsi des informations sur la propagation de la lumière.

L'ensemble des courbes de dispersion des fréquences propres  $\omega_n(\vec{k})$ , constitue la structure de bandes du cristal photonique étudié. Ce diagramme de bandes est un élément crucial, car il donne une « cartographie » de tous les états électromagnétiques possibles pouvant exister dans la structure photonique. Les états propres associés à des valeurs propres différentes sont orthogonaux entre eux. A chaque état propre,  $\vec{H}_{n,\vec{k}}$  correspond une distribution précise du champ électromagnétique obéissant à certaines règles de symétrie.

#### I.3.4.2. Réseau direct et réseau réciproque

Un réseau cristallin est défini dans l'espace direct par sa structuration selon le type de la maille et ses dimensions. Les vecteurs primitifs de la maille élémentaire définissent une base  $\vec{a}_i$  qui engendre l'espace réel.

Cependant, il a été établi que l'étude de telles structures est largement simplifiée si l'on se projette dans l'espace réciproque [20], où la manière de décrire le cristal est analogue à celle utilisée dans l'espace réel.

Le réseau réciproque est engendré par les vecteurs propres  $\vec{b}_j$ , ces derniers choisis de manière que la condition suivante soit vérifiée:

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (I.24)$$

Où  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker.

C'est cette base qui va nous permettre de définir la zone de Brillouin dans l'espace des vecteurs d'onde pour présenter les courbes de dispersion.

On peut regrouper les structures périodiques suivant deux familles [21].

### I.3.4.2.1. La maille carrée

Sur un réseau carré, si tous les nœuds sont séparés de même distance " $a$ ", alors on parle de maille carrée (figure I.7).

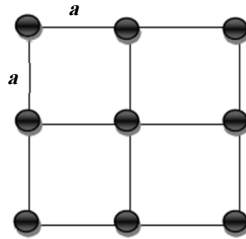


Figure I. 7: La maille carrée.

### I.3.4.2.2. La maille triangulaire

Dans ce type du réseau chaque motif se trouve écarté de son voisin de même distance " $a$ " comme c'est montré sur figure I.8.

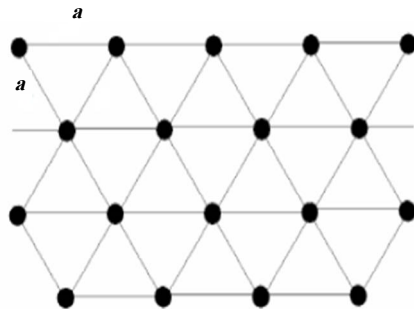
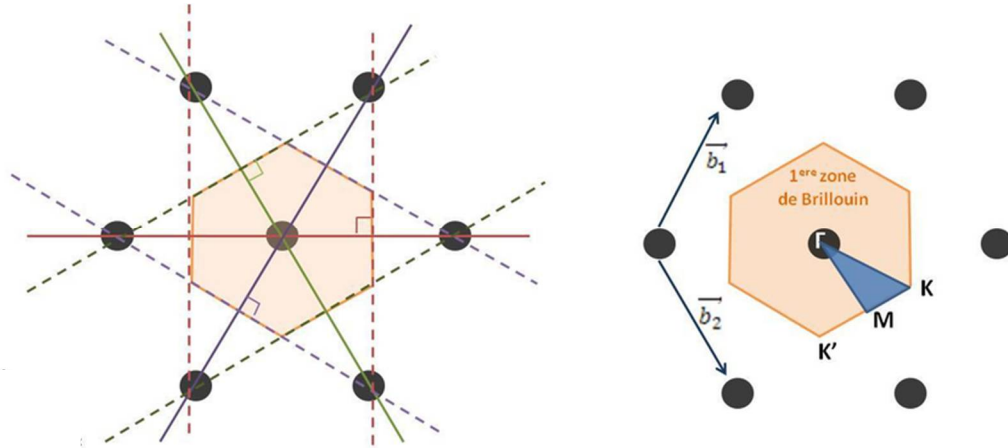


Figure I. 8: La maille triangulaire.

### I.3.4.3. La zone de Brillouin

Les zones de Brillouin sont des régions qui partitionnent l'espace réciproque associée au cristal. Il en existe une infinité et peuvent être définies à l'aide des plans de Bragg qui sont les plans médiateurs de l'ensemble des vecteurs formés par des combinaisons linéaires des vecteurs du réseau réciproque, tout d'abord, nous prenons une maille du réseau direct et nous traçons son réseau réciproque, ensuite, nous choisissons le nœud du centre du réseau réciproque comme l'origine de ce réseau désigné par  $\Gamma$ , puis nous retraçons les vecteurs connectant l'origine aux nœuds voisins de ce même réseau, finalement nous traçons les plans médians par rapport aux nœuds.

La zone de Brillouin est plus petite aire qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (figure I.9) [22]. Parcourir cette région définie par les points de haute symétrie est suffisant pour se mouvoir dans toute la structure périodique et dans toutes les directions.

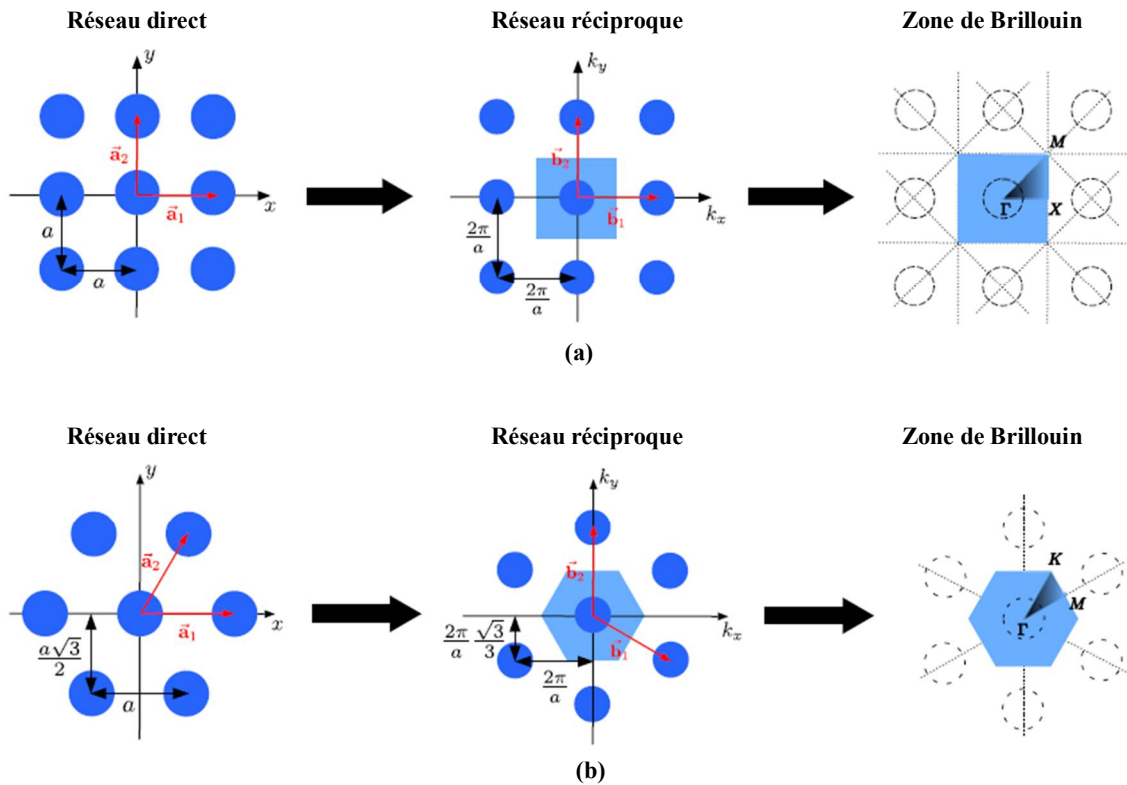


**Figure I. 9:** Représentation schématique de la zone de Brillouin pour un cristal photonique de réseau triangulaire.

Grâce à la zone de Brillouin on peut borner le calcul seulement dans la petite section de la zone comme montré sur la figure I.9. Semblablement à la méthode utilisée en semi-conducteurs, en employant les points de haute symétrie pour calculer les valeurs propres pour chaque vecteur d'onde  $k$ . Alors on n'a pas besoin de déterminer ces valeurs pour toute la surface du réseau réciproque, ni sur toute la zone de Brillouin.

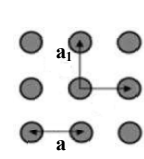
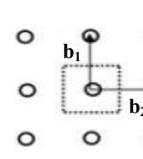
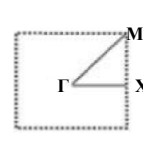
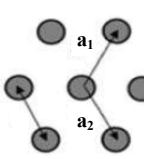
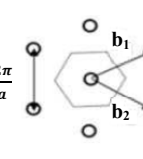
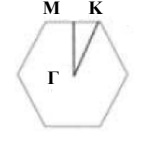
Cependant, nous balayons le vecteur d'onde  $(k_x, k_y)$  au bord de la première zone de Brillouin qui correspond à chaque type du réseau, afin de définir les fréquences permises qui se propagent dans la structure photonique. La figure I.10 illustre le passage de l'espace direct vers l'espace réciproque dans le cas d'un réseau carré et d'un réseau triangulaire.





**Figure I. 10:** Schéma représentant le passage du réseau réel vers le réseau réciproque avec la première zone de Brillouin associée pour un cristal photonique des mailles carrée et triangulaire.

Le tableau (I.2) regroupe les vecteurs de base de l'espace direct et réciproque ainsi la première zone de Brillouin pour un réseau carré et triangulaire.

	Vecteurs directs	Vecteurs réciproques	Zone de Brillouin
<b>Réseau carré</b>	 $a_1 = a(0,1)$ $a_2 = a(1,0)$	 $b_1 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(1,0)$	 $\Gamma = (0,0)$ $X = \left(\frac{\pi}{a}, 0\right)$ $M = \left(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right)$
<b>Réseau triangulaire</b>		 $b_1 = \frac{2\pi}{a} \left(\frac{\sqrt{3}}{2}, \frac{1}{2}\right)$	 $\Gamma = (0,0)$

	$a_1 = a \left( \frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2} \right)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a} \left( \frac{\sqrt{3}}{2}, -\frac{1}{2} \right)$	$M = \left( 0, \frac{2\pi}{a\sqrt{3}} \right)$
	$a_2 = a \left( \frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2} \right)$		$K = \left( \frac{2\pi}{3a}, \frac{2\pi}{a\sqrt{3}} \right)$

**Tableau I.2:** Tableau descriptif de l'espace direct et réciproque pour un réseau carré et triangulaire.

#### I.4. Description des cristaux photoniques

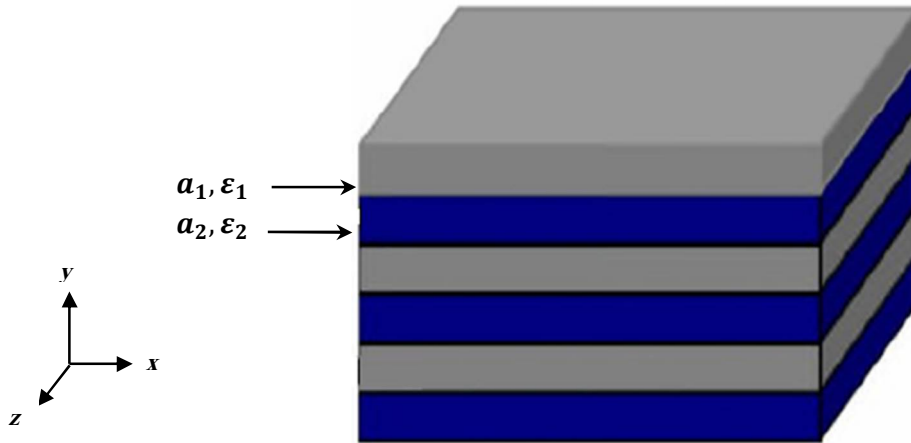
Dans cette section, nous allons détailler les propriétés des cristaux photoniques unidimensionnels (1D) pour comprendre l'origine des bandes interdites puis les structures bidimensionnelles (2D) qui seront les seules que nous serons en mesure d'exploiter dans la suite, par contre l'exploitation des structures tridimensionnelles reste à ce jour hors de notre portée alors que leur fabrication est de plus en plus mature à travers le monde.

##### I.4.1. Cristaux photoniques unidimensionnels (miroirs de Bragg)

La plupart des premières recherches ont été menées autour de l'année 1887 sur les cristaux photoniques dont la permittivité de diélectrique est périodique suivant une seule dimension. Effectivement, au cours de cette année, Lord Rayleigh a montré qu'on pouvait ainsi produire le comportement d'une bande interdite dans milieu pour lequel la constante diélectrique est modulée d'une couche à l'autre [23]. Cette structure porte le nom du miroir de Bragg, est reportée sur la figure I.11.

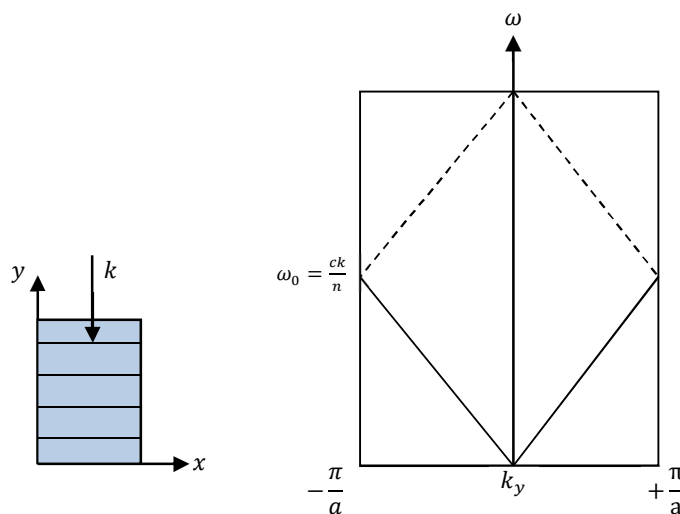
Donc un cristal photonique unidimensionnel [17] s'est défini par une succession de couches dont lesquelles l'indice de réfraction est modulé périodiquement selon une seule direction de l'espace, de constantes diélectriques respectives  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ , et d'épaisseur  $a_1$  et  $a_2$ .

La période d'empilement vaut alors  $a_1 + a_2 = a$ . Dans le repère  $(o, \vec{i})$ , le vecteur  $\vec{a} = a \vec{i}$ , définit la maille élémentaire et  $\vec{b} = \frac{2\pi}{a} \vec{i}$  définit l'espace réciproque avec la première zone de Brillouin délimitée par  $\left[ -\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a} \right]$ .



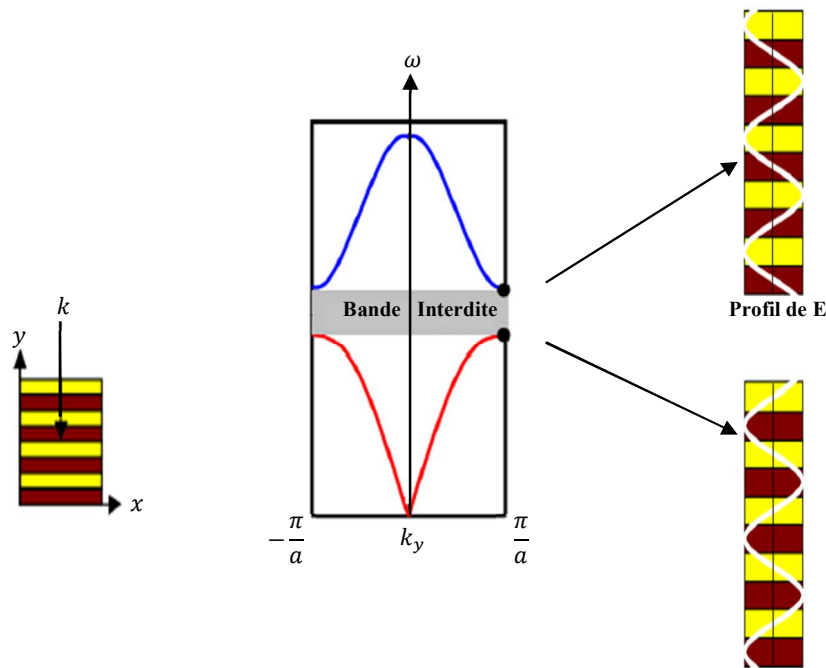
**Figure I. 11:** Présentation du réseau de Bragg composé d'un assemblage périodique de couches d'épaisseurs  $a_1$ ,  $a_2$  et de permittivités différentes  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$ .

Dans le cas où  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ , le milieu est homogène et il n'existe pas de bande interdite sur la courbe de dispersion (figure I.12). Cette dernière est donc une courbe classique de dispersion  $\omega = \frac{ck}{n}$ , avec  $n = \sqrt{\varepsilon_1}$  qui peut être représenté sur la zone de Brillouin en considérant que le matériau est virtuellement périodique. Au delà de  $\frac{\pi}{a}$  (et en deçà de  $-\frac{\pi}{a}$ ),  $\omega$  continue à croître, mais dans le cadre d'une description d'un milieu périodique, cela correspondrait à une bande supérieure (mode supérieur) issu de  $-\frac{\pi}{a}$  qui croîtrait jusque  $+\frac{\pi}{a}$  à nouveau, et ainsi de suite. Il en va de même en deçà de  $-\frac{\pi}{a}$ . Cela donne naissance au diagramme de bande fictif "replié" entre  $-\frac{\pi}{a}$  et  $+\frac{\pi}{a}$  de la figure I.12.



**Figure I. 12:** Diagramme de dispersion d'un milieu homogène à une incidence normale de la lumière.

Supposons maintenant que les deux matériaux possèdent des indices optiques différents, et que la période des alternances reste  $a$ . Dans ce cas, pour une onde plane sous incidence normale de vecteur d'onde  $\vec{k}$ , les réflexions sont en phase et créent une onde réfléchie de vecteur  $-\vec{k}$ . On est dans le cas d'un miroir de Bragg dans lequel aucun mode ne peut exister dans la structure. En conséquence, il existe des bandes de fréquence pour lesquelles la propagation est impossible, ce sont les bandes interdites photoniques (figure I.13).



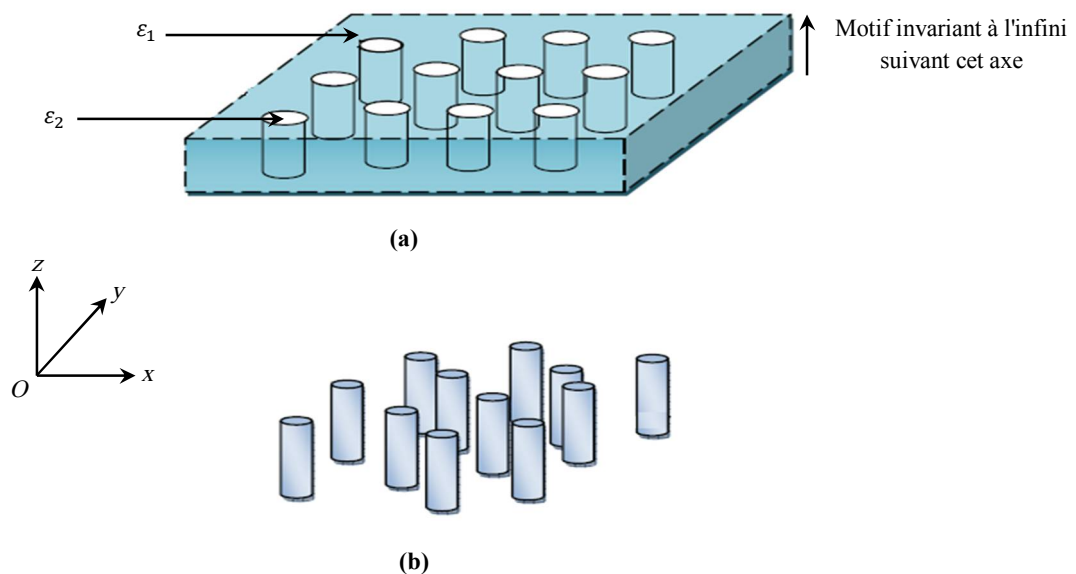
**Figure I. 13:** Structure de bandes d'un cristal photonique 1D constitué de plusieurs alternances de matériaux d'indices différents, de période  $a$ . Le profil de l'amplitude du champ électrique pour chacun des modes en  $\frac{\pi}{a}$  est également représenté. La bande interdite autour de l'incidence normale apparaît dès que le contraste d'indice entre les couches est non nul.

Ce phénomène intervient pour les nombres d'ondes équivalents à  $k = \pm \frac{\pi}{a}$  soit en bord de la zone de Brillouin précédemment définie. On peut voir qu'il y a une levée de dégénérescence où les deux courbes s'écartent, créant ainsi deux états distincts. L'un localisé dans l'indice haut et l'autre dans la couche à indice plus faible. Ces modes de pulsation  $\omega_1$  et  $\omega_2$  sont séparés par une zone de fréquentielle où il n'existe aucun mode pour cette valeur  $k$ . Le saut d'énergie pour passer d'un état à un autre (de  $\varepsilon_1 |E_0|^2$  à  $\varepsilon_2 |E_0|^2$ ) n'est alors pas continu et implique un saut fréquentiel [24].

Alors le gap photonique est d'autant plus important que le contraste d'indice entre chaque matériau est élevé.

#### I.4.2. Les cristaux photoniques bidimensionnels (2D)

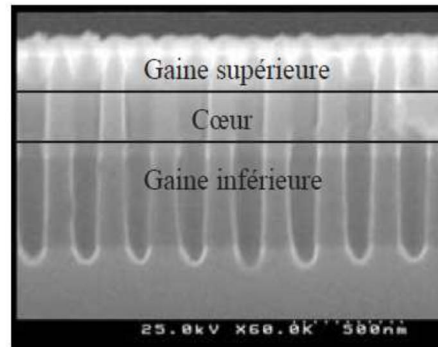
Les cristaux photoniques à deux dimensions, peuvent être en géométrie déconnectée dont elle est composée par la périodicité de tiges de diélectrique dans l'air ou bien en structure déconnectée avec des trous d'air percés dans un diélectrique, suivant deux directions de l'espace (figure I.14).



**Figure I. 14:** Représentation schématique de cristaux photoniques bidimensionnels: **(a)** structure connectée. **(b)** structure déconnectée.

On parle d'un cristal photonique bidimensionnel parfait possédant une bande interdite photonique dans le plan  $(Oxy)$ , lorsqu'il est modulé dans les directions  $x$ ,  $y$  et infiniment long suivant  $z$ .

Ces dispositifs n'existent pas réellement. Néanmoins dans les cristaux 2D, il y a un manque de bande interdite dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité, dans le but de remédier ce problème, on peut piéger la lumière dans une hétéro-structure d'indice, dont elle est composée d'un milieu diélectrique de fort indice de réfraction enfermée par deux autres couches diélectriques de permittivités plus petites [25].



**Figure I. 15:** Une photo prise par un microscope électronique d'un CP implanté dans une structure hétérogène [25].

Le besoin de confiner la lumière à trois dimensions mène à concevoir des systèmes hybrides 2D+1D pour des applications en optiques intégrées. Pour cela en utilisant le contraste d'indice pour assurer le confinement vertical et un cristal photonique bidimensionnel pour assurer le confinement latéral. Ces structures photoniques sont désignées sous le nom des CP-2D planaires.

#### I.4.2.1. Le facteur de remplissage

Dans un cristal photonique bidimensionnel, le facteur de remplissage est défini par la relation entre la surface occupée par le motif et la surface de la maille élémentaire du réseau choisi [26]. Il est donné par:

$$f = \frac{Aire_{tige}}{Aire_{maille\ élémentaire}} \quad (I.25)$$

Si la surface de la tige présente un disque on a:

$$Aire_{tige} = \pi r^2 \quad (I.26)$$

Où "  $r$  " est le rayon du disque. Dans le cas des motifs circulaires de rayon "  $r$  " dans un réseau à maille triangulaire de période "  $a$  ", la surface de la cellule élémentaire est :

$$Aire_{maille\ élémentaire} = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2 \quad (I.27)$$

Donc on peut définir le facteur de remplissage:

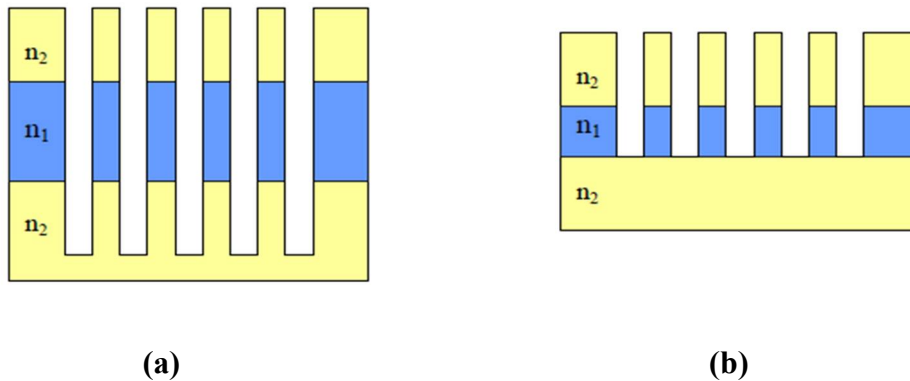
$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (I.28)$$

Pour le réseau carré le facteur de remplissage:

$$f = \pi \left( \frac{r}{a} \right)^2 \quad (I.29)$$

#### I.4.2.2. Approche membrane et substrat

Il existe deux approches différentes pour réaliser le confinement vertical, selon le contraste d'indice  $\Delta n$  des matériaux utilisés [27]. Les deux approches sont illustrées sur la figure I.16. En optique guidée, la lumière est guidée par réfraction lorsqu'une couche de fort indice  $n_1$  est entourée de couches de faible indice  $n_2$ .



**Figure I. 16:** Géométrie des deux approches avec: **(a)** l'approche substrat et **(b)** l'approche membrane.

- **Fort contraste d'indice (approche membrane)**

Une couche semi-conductrice dopée dans l'air présente un fort contraste d'indice ce qui assure un bon confinement de la lumière [28].

Cette approche limite les pertes de propagation grâce au confinement vertical et optimal de la lumière. Le champ reste fortement localisé à l'intérieur de la membrane ce qui assure une interaction lumière-matière importante et indispensable pour la réalisation de micro-lasers par exemple. De plus, cette stratégie permet l'utilisation de structures guidantes de faible épaisseur, alors les trous sont moins profonds que dans le cas des faibles contrastes d'indice, donc il est aisé de graver les motifs sur toute son épaisseur.

- **Faible contraste d'indice**

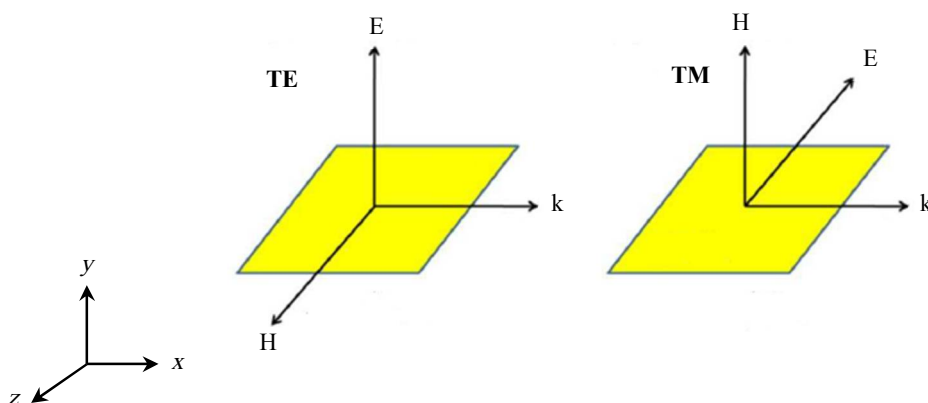
On parle d'approche substrat lorsque la différence d'indice  $\Delta n$  entre les deux milieux est dans l'intervalle  $[0.1 - 0.2]$  [28]. Dans ce cas, les pertes de propagation sont plus pénibles que l'approche précédente d'où un faible confinement vertical. Alors dans le but de retenir le guidage monomode il est nécessaire d'avoir une profondeur importante de la couche guidante. Ce type de gravure est difficilement réalisable en pratique, c'est pourquoi il est préférable de se tourner vers l'approche qui nécessite un fort contraste d'indice.

### 1.4.2.3. Diagramme de dispersion

La relation de dispersion des cristaux photoniques bidimensionnels dépendant de la polarisation de la lumière. Ils existent deux types de propagations dans ces structures photoniques: dans le plan (in-plane  $k_y = 0$ ) et hors plan (off-plane  $k_y \neq 0$ ),  $y$  est l'axe parallèle aux tiges et  $k_y$  le vecteur d'onde suivant cette direction (figure I.17).

En propagation in-plane, la résolution des équations de Maxwell renvoie deux modes de propagation distincts.

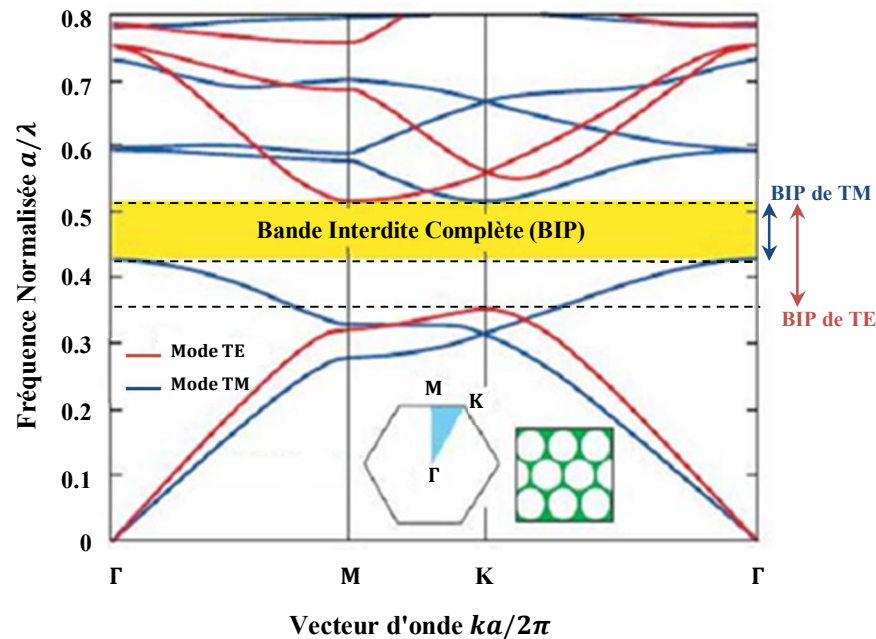
On parle du mode TE (Transverse Electric) lorsque le champ magnétique est parallèle au plan de propagation et le champ électrique est orthogonal au plan d'incidence, et le mode TM lorsque le champ électrique est parallèle au plan de propagation et le champ magnétique est perpendiculaire au plan de propagation.



**Figure I. 17:** Représentation des deux modes de polarisation TE et TM pour les cristaux photoniques bidimensionnels, propagation selon  $x$ , le mode TE où  $H_y = 0, E_y \neq 0, k_y = 0$ , et le mode TM où  $E_y = 0, H_y \neq 0, k_y = 0$ .



Donc les ondes électromagnétiques se propagent dans le plan perpendiculaire aux tiges et peuvent être séparées en deux polarisations TE ou TM. Les bandes interdites qui apparaissent dans chaque cas doivent se superposer pour former une bande interdite totale. Elle empêche ainsi la propagation de l'onde incidente quelle que soit sa polarisation. Nous présentons sur la figure I.18 l'exemple d'un diagramme de bande d'un cristal photonique 2D à maille triangulaire en polarisation TE et TM.



**Figure I. 18:** Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium pour les polarisations TE et TM. La bande interdite pour la polarisation TM est en flèche bleue et la bande interdite pour la polarisation TE est en flèche rouge. Seule la zone comprise entre les deux modes allant de la fréquence 0.42 à 0.51, présente la bande interdite complète [29].

### I.4.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D)

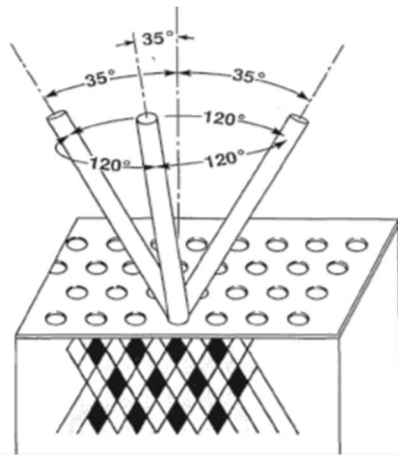
Un autre type des cristaux photoniques suscite un vif intérêt pour les chercheurs, c'est les cristaux photoniques tridimensionnels.

Dans le but de pouvoir manipuler la propagation de la lumière dans la troisième direction quelle que soit l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique et obtenir une bande interdite photonique dans toutes les directions de l'espace, il est nécessaire de fabriquer une structure avec des périodicités dans les trois dimensions spatiales.

Les cristaux photoniques tridimensionnels sont des architectures possédant une permittivité diélectrique structurée de façon périodique suivant les trois directions de l'espace.

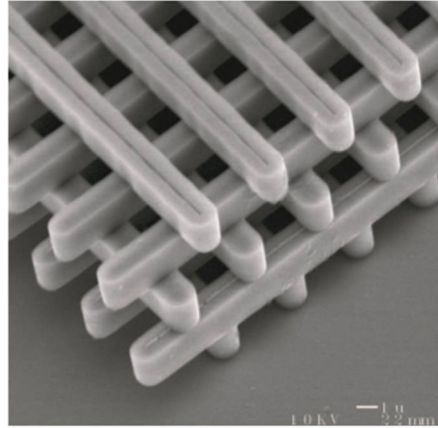
L'inconvénient des structures photoniques tridimensionnelles réside dans sa difficulté de fabrication.

La Yablonovite [30] représentée sur la figure I.19, est un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. Elle a été réalisée en 1993 par E. Yablonovitch dont il a percé des trous suivant trois angles azimutaux formant un angle de  $120^\circ$  et un angle de  $35^\circ$  par rapport à la normale. Cette architecture permet d'obtenir une maille cubique à faces centrées avec des motifs non sphériques.



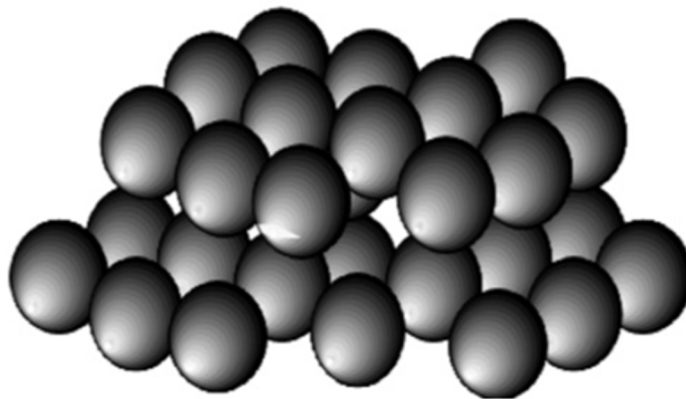
**Figure I. 19:** Représentation schématique d'un cristal photonique tridimensionnel 3D montrant la Yablonovite fabriquée en 1993 par Yablonovitch [30].

- **La structure « tas de bois »** est obtenue en posant des couches successives des rubans de silicium poly-cristallin dans des tranchées de silice. Après, la gravure de la silice est effectuée pour obtenir la structure photonique tridimensionnelle de silicium dans de l'air (figure I.20) qui a un contraste d'indice suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique [31].

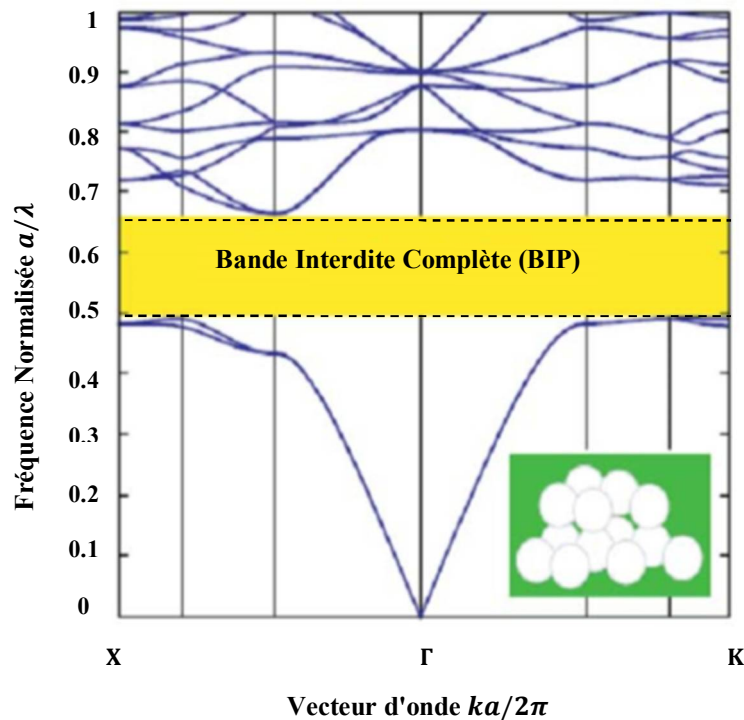


**Figure I. 20:** Image au microscope montrant un exemple d'un cristal photonique tridimensionnel Si/air en structure Tas de bois [31].

- **La structure « diamants »** les matériaux de telles structures sont agencés selon le système cristallin du diamant pour l'obtention d'une BIP complète. La géométrie de ces matériaux repose sur l'architecture du diamant figurée sur l'image suivante. La symétrie de cette dernière contient deux atomes par maille, elle est caractérisée par l'existence de bande interdite photonique complète [19].



**Figure I. 21:** Géométrie tridimensionnelle d'un cristal photonique composé de sphères diélectriques similaire à celle du diamant [19].



**Figure I. 22:** Exemple d'un diagramme de bande d'un réseau diamant de sphères d'air dans un diélectrique à haute permittivité  $\varepsilon = 13$  [29].

### I.5. Les applications des cristaux photoniques pour l'optique intégrée

La périodicité de la permittivité diélectrique est à l'origine de l'apparition de bandes interdites photoniques, dont la propagation des ondes électromagnétique est interdite. Par leurs propriétés et leurs périodicités, les cristaux photoniques permettent d'envisager leurs utilisations comme matériaux de base pour la réalisation de dispositifs optiques ou électromagnétiques capables de stocker, filtrer ou guider la lumière à l'échelle de la longueur d'onde. Les cristaux photoniques sont souvent utilisés dans le domaine de la télécommunication et de l'informatique [32] [33] notamment dans le domaine des optiques intégrées.

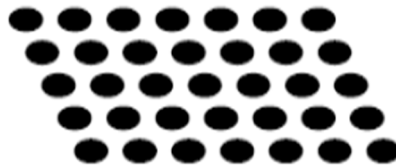
En effet, en utilisant les photons à la place des électrons, les informations seront transmises plus rapidement avec moins de perte, du fait d'une baisse d'interaction avec les matériaux diélectriques en comparaison aux électrons. Ils peuvent être déclinés sous forme de guides d'onde pour la lumière par l'insertion de défauts linéaires ou planaires qui guideront les photons à travers le système [34], de filtres afin de ne laisser qu'une longueur d'onde du spectre de la lumière passer [35] [36], ou encore de fibres optiques permettant une réflexion interne totale où la lumière y est confinée car sa propagation hors de ce domaine est interdite [33].

### I.5.1. Les défauts

Les défauts peuvent être pilotés dans les cristaux photoniques, comme dans les semi-conducteurs, les défauts permettent d'autoriser des niveaux d'énergie dans le gap. Pour le cas des cristaux photoniques, l'imperfection de l'arrangement périodique de la structure diélectrique permettent également d'autoriser des fréquences de propagation dans la bande interdite photonique [37].

Dans le but de créer un ou plusieurs modes permis dans la BIP, il consiste à produire une lacune dans le cristal, c'est-à-dire la perturbation de la périodicité de la structure photonique. Dans notre travail on peut considérer plusieurs types de défauts concernant les CP-2D qui nous intéressent.

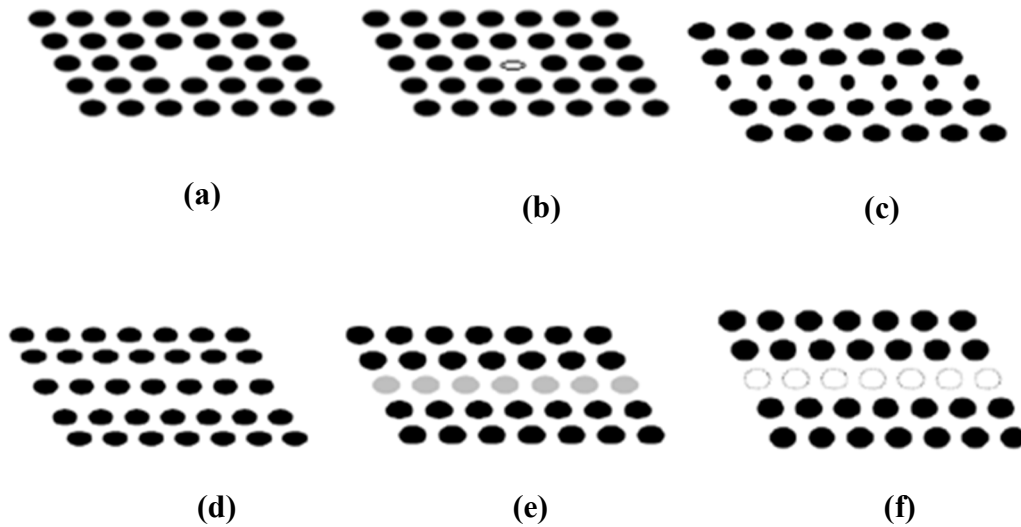
La figure I.23 présente un exemple d'une structure d'un CP-2D quelconque sans défaut.



**Figure I. 23:** Exemple d'une structure d'un cristal photonique sans défaut.

Dans le cas d'une structure photonique, composée des trous d'air, nous pouvons distinguer deux genres de défauts:

- Les défauts ponctuels: consistent à introduire un défaut unique dans une structure périodique comme c'est montré sur la figure I.24.(a) et (b)
- Les défauts linéaires ou guide d'ondes: consistent à modifier les cylindres ou les trous sur plusieurs cellules ou sites voisins à l'intérieur de la structure (figure I.24.(c), (d), (e) et (f))



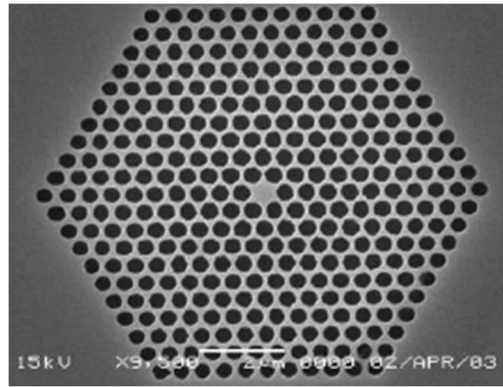
**Figure I. 24:** Schéma représentatif des différents types de défauts: **(a)** omission d'un motif, **(b)** variation de la tige, **(c)** changement d'une rangée, **(d)** Ajout d'un espace entre deux rangées, **(e)** changement de matériau d'une rangée, **(f)** suppression d'une rangée.

## I.5.2. Les principales applications des BIPs

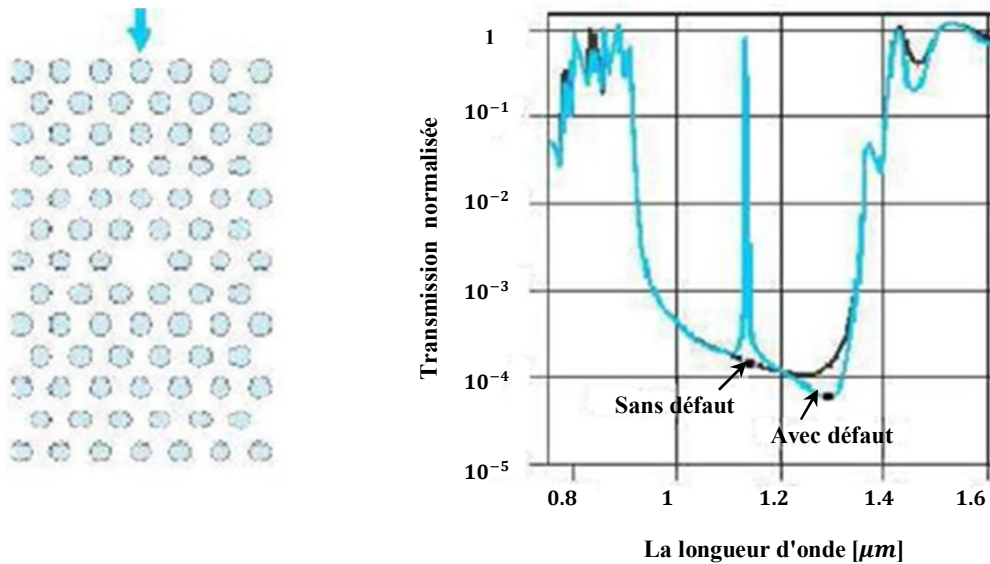
Nous allons décrire dans cette section les différentes applications possibles des matériaux à bandes interdites photoniques. Nous limiterons au cas des cristaux photoniques bidimensionnels qui sont ceux qui offrent, pour l'instant plusieurs applications.

### I.5.2.1. Nanocavité à cristaux photoniques

Un cristal photonique bidimensionnel est constitué en général soit d'un réseau de tiges diélectriques dans l'air, ou de trous percés dans un matériau diélectrique. Un trou omis ou une tige manquante constitue un défaut ponctuel [38]. On introduit dans cette lacune un mode électromagnétique dont l'énergie est située à l'intérieur de la bande interdite du cristal photonique, on observe que la lumière ne pourra pas se propager dans le cristal et reste entièrement piégée à l'intérieur du défaut. On peut concevoir ce qu'on appelle une cavité résonante dont la longueur d'onde de résonance dépend du volume de défaut localisé.



**Figure I. 25:** Image au microscope d'une cavité dans un cristal photonique hexagonal de trous d'air [39].



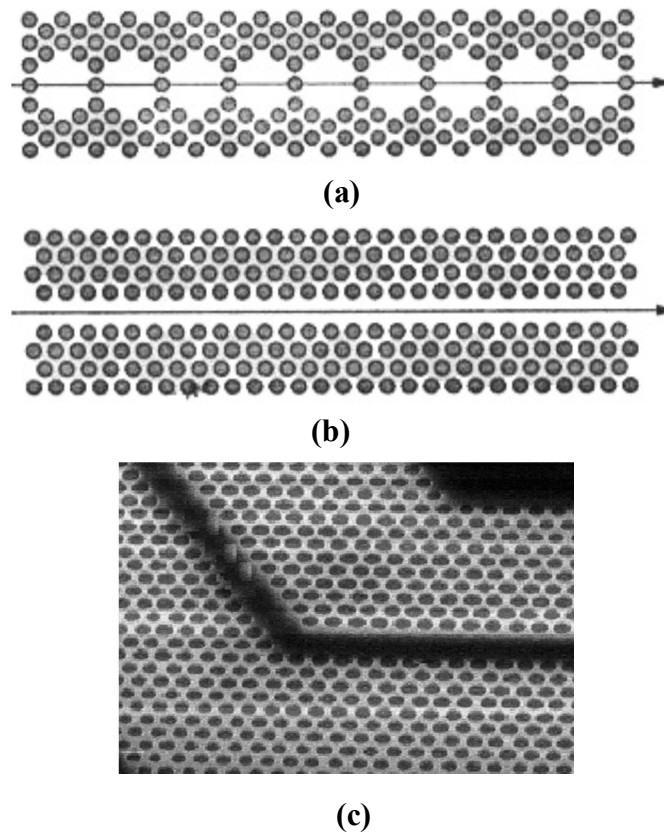
**Figure I. 26:** Spectre de transmission d'un cristal photonique hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire [39].

La figure I.26 illustre le tracé de la transmission d'un CP-2D de maille triangulaire, d'une structure déconnectée, et à travers la même structure mais en présence d'un défaut, qui est dû à la suppression d'une tige diélectrique. On obtiendra un spectre de transmission similaire à celui d'une structure sans défaut avec un gap photonique compris entre 0.9 et 1.3  $\mu m$  en longueur, mais après l'introduction du défaut localisé, un pic de transmission étroit est apparu dans la bande interdite à  $\lambda = 1.1 \mu m$ .

### I.5.2.2. Guides d'ondes et défauts étendus

Comme le confinement de la lumière peut être obtenu en brisant la périodicité du réseau par l'introduction d'un défaut ponctuel, également il est possible de l'orienter dans une direction donnée, en créant un défaut linéaire formant ainsi un guide d'onde où la lumière peut se propager le long de la ligne du défaut. Ces défauts sont construits en enlevant ou modifiant une ou plusieurs rangées de motifs du cristal photonique.

La direction de propagation des modes électromagnétiques permis est fixée par le sens d'arrangement des cavités. Cette succession de cavités forme un guide d'onde optique [40]. Puisque le flux de la lumière ne peut pas transfuser le cristal photonique, il est obligé de se propager le long de cavités.



**Figure I. 27:** Quelques exemples de guide d'onde dans un cristal photonique bidimensionnel de tiges diélectriques. **(a)** guide à cavité couplée. **(b)** guide obtenu par retrait d'une rangée de motifs. **(c)** virage obtenu en gravant des trous d'air dans des couches semi-conductrices. Les deux bras du guide coudé sont obtenus en omettant deux rangées de motifs parallèles [40].

On peut obtenir des effets de couplage, en rapprochant les défauts ponctuels, un exemple est donné sur la figure I.27 (a).



Dans cette dernière on remarque qu'il y a un couplage de plusieurs cavités, dont il existe une seule rangée de motifs qui sépare chaque cavité des autres. Ce type de coupleur va engendrer un couplage entre les modes des différentes cavités adjacentes avec lesquels on termine par avoir un spectre de transmission contient une bande permise au lieu du pic de transmission unique observé sur la figure I.26. Le cristal photonique obtenu présente un guide d'onde optique formé par une suite de cavités porte l'appellation CROW « Coupled Resonator Optical Waveguide » [41].

Les guides courbés présentent aussi un domaine d'application privilégié des cristaux photoniques. Un exemple est reporté sur la figure I.27 (c), d'un guide d'onde courbé réalisé à base d'un défaut linéique suivant les deux directions  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$  dans un cristal photonique bidimensionnel. Le virage est ainsi constitué de deux bras faisant entre eux un coude. Le guidage dans ces structures de virages a été démontré expérimentalement [42], mais il reste toujours nécessaire à résoudre les problèmes de pertes par propagation.

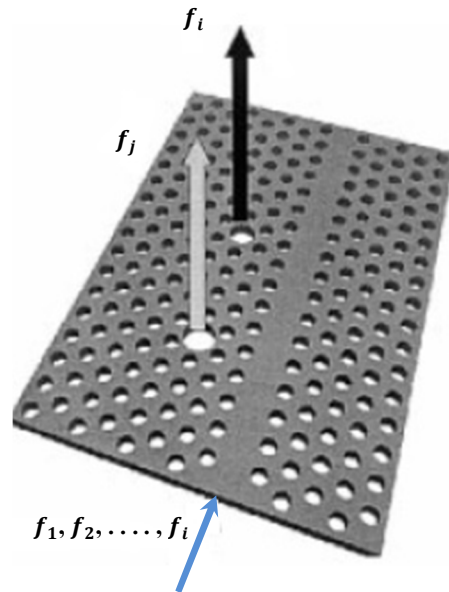
Plusieurs travaux ont prouvé à la fois théoriquement et expérimentalement l'efficacité des structures photoniques virages dans le changement de direction de lumière, ou même la séparation du faisceau dans les différentes parties du circuit. Les meilleurs facteurs de transmission ont atteint 80 à 90 % pour un guide étroit et de 78 % pour un guide plus large [42].

### **I.5.2.3. Filtres et multiplexeurs**

Le rapprochement des guides d'ondes et des défauts ou cavités résonnantes dans un cristal photonique amène à des fonctions notamment importantes comme la possibilité de filtrage et de multiplexage en longueur d'onde dans le cadre de l'optique intégrée [37].

L'objectif primordial du multiplexage en longueurs d'ondes (WDM), est l'insertion ou bien l'extraction des longueurs d'ondes bien précises dans un flux de données.

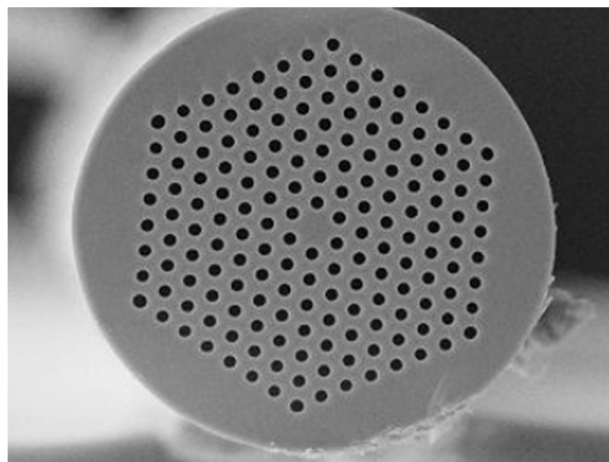
Le filtrage directionnel et sélectif en longueurs d'onde peut se réaliser grâce au couplage entre les guides d'onde et les cavités à cristaux photoniques, ils sont désignés sous l'appellation de filtre ADD-DROP. Ce dispositif présente une brique essentielle du multiplexage en longueur d'onde. La figure I.28 schématise un exemple de ce filtre, elle représente un couplage entre une cavité résonante avec des guides d'onde.



**Figure I. 28:** Image descriptive du filtre Add-Drop, où le guidage des différentes ondes avec les fréquences  $f_1, f_2, \dots, f_i, \dots$  est assuré par la suppression d'une rangée de trous [37].

#### I.5.2.4. Fibres à cristaux photoniques

Les fibres à cristaux photoniques (PCF) ont été inventées par P. Russell en 1992, et reportées pour la première fois dans une conférence sur les fibres optiques (CFO) en 1996 [43]. Elles sont connues encore sous le nom de fibres micro structurées sont constituées d'un arrangement régulier ou non de tubes ou de trous d'air disposés parallèlement à l'axe de propagation, permettant de guider le flux de la lumière, contrairement aux fibres optiques traditionnelles où le noyau et la gaine sont fabriqués à partir du même matériau.



**Figure I. 29:** Exemple d'une fibre optique à base du cristal photonique au microscope électronique [44].

Les fibres optiques à base des cristaux photoniques sont composées d'une préforme réalisée par l'accumulation des tuyaux de silice faciles à manipuler, de diamètre de l'ordre du millimètre. Ces tubes peuvent prendre plusieurs motifs selon la structure recherchée,

Ensuite on chauffe la préforme à une température très élevée à l'ordre de  $1800^{\circ}\text{C}$ , dans le but de ramollir les tubes de silice et miniaturiser l'ensemble de départ. Suivant le motif, la taille, les dopants de la microstructure, les propriétés physiques de la fibre photonique sont différentes, ainsi on peut fabriquer une diversité de fibres avec des différentes géométries [44]. Malgré que les techniques de fabrication aient été bien développées, il reste encore des complications technologiques dans l'élaboration de microstructures disposant nombreux diamètres de trous très différents.

En revanche, dans le PCF, la lumière est piégée dans le noyau par effet de bande interdite photonique, fournissant un efficace guidage des photons que celui des fibres optiques conventionnelles.

Cependant, les cristaux photoniques bidimensionnels suscitent l'intérêt majeur des chercheurs, grâce à leur aisance de fabrication expérimentale en comparaison avec les structures photoniques tridimensionnelles.

Actuellement, le défi technologique de la communauté scientifique pour la future optique intégrée est d'aller vers ce que l'on appelle le « tout-photonique », grâce aux derniers résultats obtenus qui porte un espoir qu'il aura beaucoup de résultats tout aussi importants à découvrir dans le domaine photonique.

## **I.6. Conclusion**

Ce chapitre a été consacré à l'étude théorique analytique des cristaux photoniques à partir des équations de Maxwell. Les cristaux photoniques intéressent de nombreux chercheurs qui continuent de démontrer l'intérêt d'utiliser ces matériaux soit pour remplacer des systèmes déjà existants mais plus contraignants, soit pour apporter une innovation toute particulière dans un domaine précis. L'étude de ces matériaux reste un sujet très riche, tout comme le choix de leurs applications. Pour comprendre leur fonctionnement, elles requièrent de nombreuses notions.

Dans un premier lieu, nous avons présenté les concepts de base liés aux matériaux BIP, les différents types des cristaux photoniques ainsi les applications potentielles de ces derniers pour le contrôle de la propagation de la lumière sont brièvement présentés.

Néanmoins dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons montré que la détermination des paramètres de cristal et le type des structures photoniques sont possibles grâce au principe d'ouverture de bandes interdites photoniques.

Les cristaux photoniques se retrouvent face à un challenge crucial pour la réalisation, la miniaturisation et le développement de dispositifs optiques compacts et originaux pour les futures communications optiques. Ces matériaux sont capables de manipuler et de confiner la lumière grâce à leurs caractéristiques requises. La prévision de ces dernières par la modélisation est alors nécessaire, afin d'adapter au mieux les propriétés voulues, pour une application définie.

Dans la suite de ce travail, nous présenterons la méthode des différences finies dans le domaine temporel bidimensionnelle ou FDTD-2D et la méthode des ondes planes ou PWE. Ces outils sont très adaptés aux applications optiques dont la longueur d'onde est de l'ordre de micromètre grâce à leur adéquation et leur simplicité de modéliser les systèmes aux formes géométriques complexes.

# Chapitre II

Modélisation des cristaux  
photoniques

## II.1. Introduction

Depuis l'apparition des structures nano-optiques et des nanomatériaux à bande interdite électromagnétique, de nombreux outils de simulation ont vu le jour. Pour analyser les réactions de ces structures avec une onde électromagnétique incidente, une modélisation électromagnétique est indispensable grâce à la détermination des relations de Maxwell. La résolution de ces dernières demeure très compliquée voire infaisable sans avoir recours aux approches numériques de modélisation.

Les méthodes numériques de modélisation des cristaux photoniques sont nombreuses et sont classés en deux groupes. Le premier groupe celles qui travaillent dans l'espace de Fourier dites méthodes fréquentielles telle que la méthode des Différences Finies dans le Domaine Fréquentiel (FDFD) [45] et la méthode des ondes planes (PWE) [46] et le deuxième groupe concerne celles travaillant dans l'espace direct dites méthodes temporelles comme la méthode des Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD) [47]. Cette dernière, la plus répandue et la plus générale, et celle utilisée dans le cadre de cette thèse.

La méthode FDTD a été initialement introduite par Yee en 1966 [48] pour la résolution directe des équations de Maxwell, paraît être un outil beaucoup plus adapté, prenant en compte la taille finie de structure photonique. Cette méthode, très souple, permet une modélisation du champ électromagnétique à l'intérieur de la structure décrite en fonction du temps. Dans ce chapitre, nous rappellerons le principe de fonctionnement de la méthode de modélisation dans le domaine temporel FDTD et la méthode des ondes planes PWE. Cet outil numérique, parfaitement complémentaire d'une approche type onde plane, sera décrit dans la deuxième partie de ce chapitre.

## II.2. La modélisation numériques par la méthode FDTD

La méthode FDTD repose sur la détermination directe des formules de Maxwell à la forme différentielle dans un milieu isotrope et homogène, linéaire, sans charges et sans pertes, les équations de Maxwell peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{E} \quad \text{Equation de Maxwell –Faraday} \\ \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \times \vec{H} \quad \text{Equation de Maxwell –Ampère} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(II.1)} \\ \text{(II.2)} \end{array}$$

Dans un système de coordonnées cartésiennes à trois dimensions, les équations de Maxwell-Faraday et Maxwell-Ampère donnent six équations :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad \text{(II.3)}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad \text{(II.4)}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad \text{(II.5)}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad \text{(II.6)}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad \text{(II.7)}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad \text{(II.8)}$$

Pour les structures bi-périodiques selon  $x$  et  $y$  et invariantes selon  $z$ , le système d'équation précédent est découpé en deux sous-systèmes indépendants. L'un fait intervenir les composantes du champ électrique du plan ( $E_x, E_y$ ) et la composante magnétique  $H_z$  normale au plan, qui définissent le mode TM (Transverse Magnétique).

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad \text{(II.9)}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \left( \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad \text{(II.10)}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad \text{(II.11)}$$

Et l'autre fait intervenir les composantes du champ magnétique du plan ( $H_x, H_y$ ) et la composante électrique  $E_z$  normale au plan, qui définissent le mode TE (Transverse Electric).

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad \text{(II.12)}$$

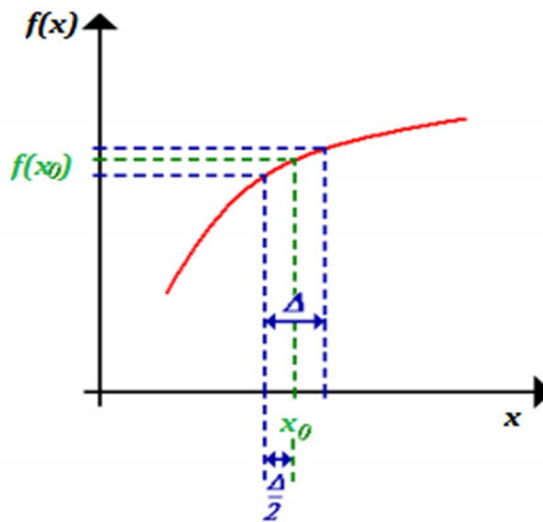
$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad \text{(II.13)}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{II.14})$$

### II.2.1. Principe de la FDTD

La méthode FDTD consiste à transformer les équations aux dérivées partielles que l'on veut résoudre, en équations aux différences finies.

On utilise pour cela les développements limités en série de Taylor. Posons  $f(x)$  une fonction continue et dérivable représentant une composante du champ électrique ou magnétique :



**Figure II. 1:** Représentation du principe de calcul de la dérivée première de  $f(x)$  en  $x_0$ , on l'approxime par un développement limité en série de Taylor à droite et à gauche de  $x_0$ .

Il est possible d'obtenir une approximation centrée de la dérivée première de  $f(x)$  en  $x_0$  par un développement limité en série de Taylor à droite et à gauche du point  $x_0$  :

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

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

On fait la soustraction de ces deux équations et on divise par  $\Delta x$ , on obtient :

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

Où  $\theta(\Delta x^2)$  représente l'erreur d'ordre 2 qui est commise et négligée.



On applique l'expression (II.17), par exemple à la première équation du système (II.3), pour approcher les dérivées spatiales, la première équation discrétisée spatialement devient :

$$\frac{H_x(x,y,z,t+\frac{\Delta t}{2})-H_x(x,y,z,t-\frac{\Delta t}{2})}{\Delta t} = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{E_y(x,y,z+\frac{\Delta z}{2},t)-E_y(x,y,z-\frac{\Delta z}{2},t)}{\Delta z} - \frac{E_z(x,y+\frac{\Delta y}{2},t)-E_z(x,y-\frac{\Delta y}{2},t)}{\Delta y} \right) \quad (\text{II.18})$$

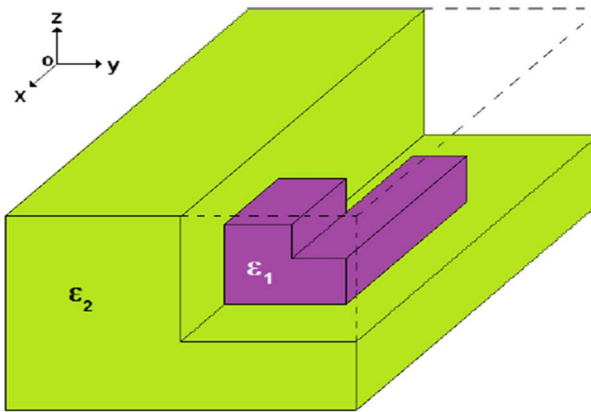
Donc la méthode FDTD repose sur une double discrétisation à la fois temporelle et spatiale. L'espace est discrétisé par un maillage uniforme de pas  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$  et l'espace des temps est discrétisé avec un pas temporel  $\Delta t$ .

Ainsi, chaque dérivée partielle (temporelle ou spatiale) dans les équations d'évolution des composantes des champs électrique et magnétique (équations II.2) est remplacée par développement de Taylor au second ordre.

### II.2.3. Discrétisation des équations de Maxwell

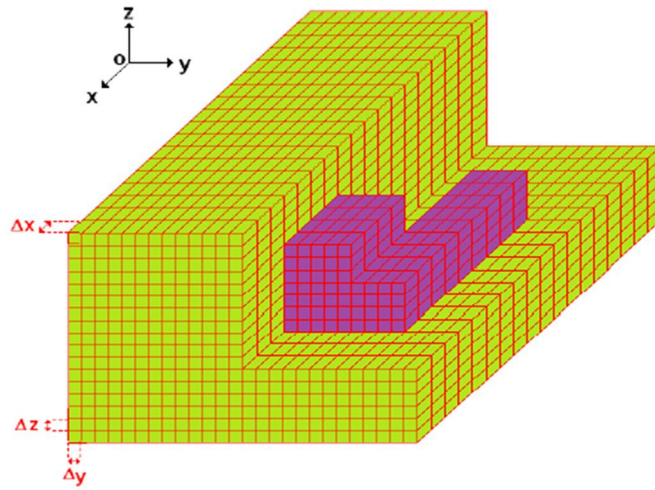
#### II.2.3.1. Discrétisation spatiale

On suppose un système composé de deux milieux décrits par deux constantes diélectriques différentes, présenté sur la figure II.2.



**Figure II. 2:** Système à modéliser par la méthode FDTD.

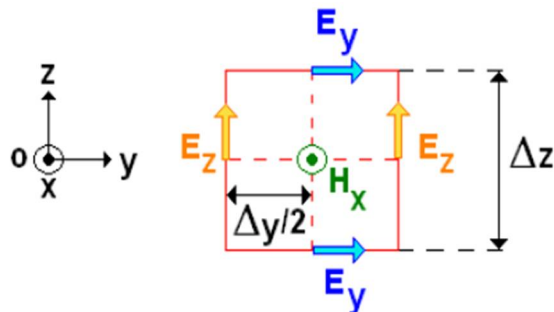
Pour modéliser ce système, on construit un maillage régulier dans les trois directions de l'espace  $(x, y, z)$  avec des pas constants  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ , appelés pas spatiaux comme c'est montré sur la figure II.3. Le volume de calcul est composé de  $(n_x, n_y, n_z)$  cellules cubiques repérées par leur indices  $(i, j, k)$  entiers. Les indices  $(i, j, k)$  varient respectivement de 1 à  $n_x$ , 1 à  $n_y$  et 1 à  $n_z$ .



**Figure II. 3:** Discretisation spatiale du système à modéliser.

En reprenant l'équation (II.3) du champ magnétique suivant la direction  $x$ , d'après cette équation, le calcul de  $H_x$  fait intervenir la dérivée partielle  $E_z$  par rapport  $y$  et la dérivée  $E_y$  par rapport  $z$ . L'approximation centrée de la dérivée première impose que le point où l'on calcule  $H_x$  soit situé à la fois :

- Au milieu d'un segment parallèle à  $Oz$  dont les deux extrémités sont des points où  $E_y$  est connu et,
- Au milieu d'un segment parallèle à  $Oy$  dont les deux extrémités sont des points où  $E_z$  est connu



**Figure II. 4:** Circulation du champ  $\vec{E}$  autour du champ  $\vec{H}$ .

De même, en reprenant l'équation (II.6), le point où l'on calcule  $E_x$  soit situé à la fois :

- Au milieu d'un segment parallèle à  $Oz$  dont les deux extrémités sont des points où  $H_y$  est connu et,
- Au milieu d'un segment parallèle à  $Oy$  dont les deux extrémités sont des points où  $H_z$  est connu

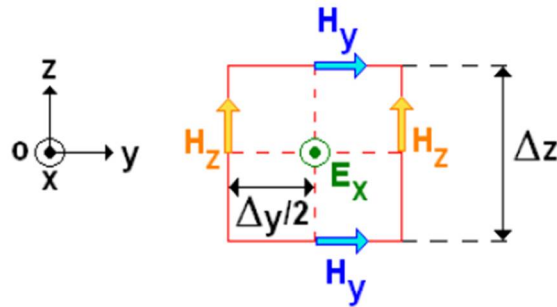


Figure II. 5: Circulation du champ  $\vec{H}$  autour du champ  $\vec{E}$ .

L'approximation centrée de la dérivée première appliquée aux équations (II.3) à (II.8) fournit les conditions qui prisent dans leur ensemble aboutissent au schéma de Yee [48] représenté sur la figure II.6.

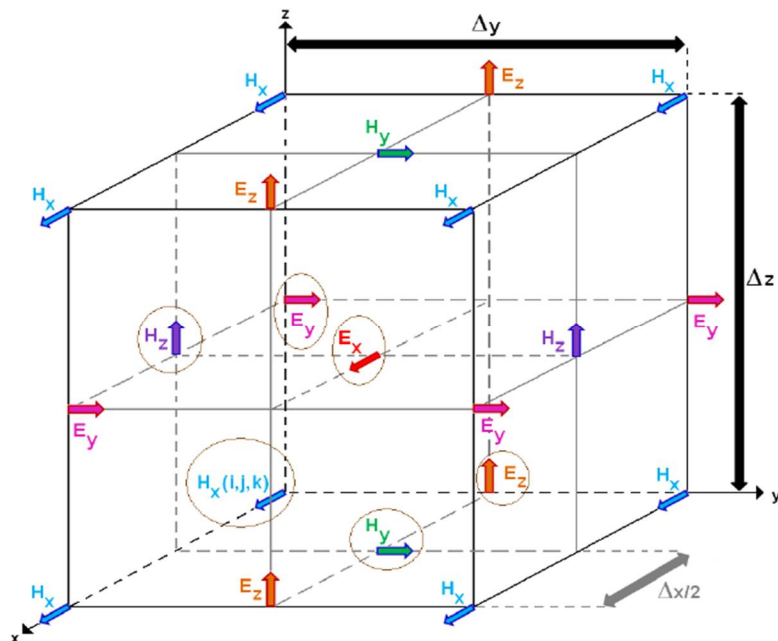


Figure II. 6: Position des composantes des champs électrique et magnétique dans l'espace 3D discrétisé suivant le schéma de Yee [48].

Le domaine de calcul est donc subdivisé en cellules cubiques où les composantes du champ électromagnétique sont éclatées. Les composantes entourées en marron sur la figure II.6 appartiennent à la cellule élémentaire de Yee repérée par les indices  $(i, j, k)$ . Les autres composantes apparaissant sur la figure appartiennent aux cellules de Yee adjacentes à la cellule  $(i, j, k)$ .

### II.2.3.2. Discrétisation temporelle

$$\text{Reprenons l'équation (II.3) : } \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right)$$

En fait intervenir dans le membre de gauche, la dérivée temporelle de  $H_x$ . Le membre de droite est, quant à lui, considéré à l'instant  $t$ . Le principe de la dérivée centrée n'impose que les composantes  $E_y$  et  $E_z$  soient calculées entre deux instants successifs où l'on calcule  $H_x$ .

En tenant compte des cinq autres équations de Maxwell (Equation II.4 à II.8) on en arrive à la conclusion que le champ électrique et le champ magnétique ne peuvent pas être calculés au même instant mais à des instant décalés. En posant  $\Delta t$  le pas d'échantillonnage temporel, on calculera donc le champ électrique pour des multiples entiers de  $\Delta t$  et le champ magnétique pour des multiples demi-entiers  $\Delta t$  (figure II.7).

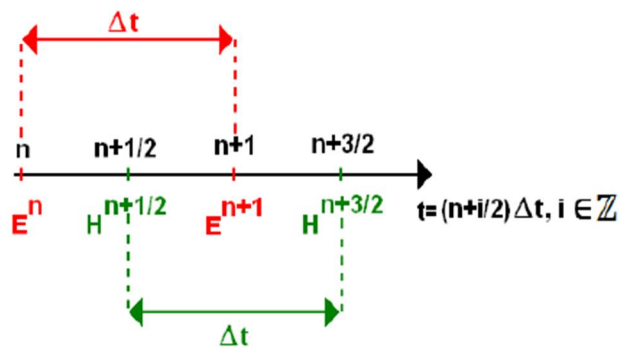


Figure II. 7: Représentation de la discrétisation temporelle.

### II.2.3.3. Equations de Maxwell Discrétisées

En appliquant la procédure de discrétisation spatiale et temporelle aux équations de dérivées partielles (II.3) à (II.8), nous obtenons le système (II.19) à (II.24) :

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) = H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[ \frac{E_z^n(i, j+1, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k+1) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta z} \right] \quad (\text{II.19})$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) = H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[ \frac{E_z^n(i, j+1, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta y} - \frac{E_x^n(i, j+\frac{1}{2}, k+1) - E_x^n(i, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta z} \right] \quad (\text{II.20})$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) = H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[ \frac{E_x^n(i, j+1, k+\frac{1}{2}) - E_x^n(i, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k+1) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta z} \right] \quad (\text{II.21})$$

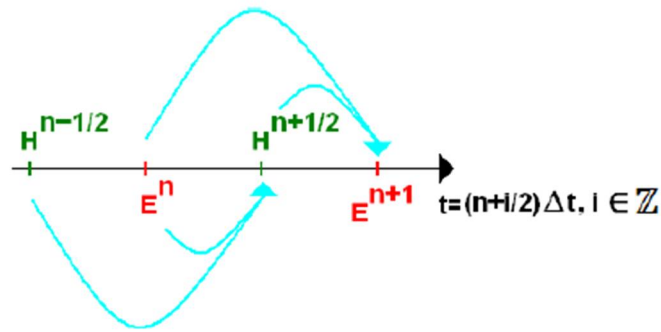
$$E_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) = E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left[ \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \quad (\text{II.22})$$

$$E_y^{n+1}\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) = E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left[ \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II.23})$$

$$E_z^{n+1}\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) = E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left[ \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})}{\Delta y} \right] \quad (\text{II.24})$$

Les équations (II.19) à (II.24) sont les équations de mise à jour des composantes du champ électromagnétique. Par exemple le champ électrique calculé à l'instant  $((n+1)\Delta t)$ , il dépend du champ électrique à l'instant  $(n\Delta t)$ , mais aussi des quatre plus proches composantes du champ magnétique qui l'entourent à l'instant  $((n+1/2)\Delta t)$ .

Cette opération, effectuée en chaque nœud de la grille FDTD, est répétée à chaque instant d'échantillonnage temporel pour chacune des six composantes du champ électromagnétique. Ce calcul itératif est connu sous le nom de schéma saute-mouton « Leapfrog » (figure II.8).



**Figure II. 8:** Calcul itératif dite saute-mouton.

### II.2.3.4. Dispersion numérique et critère de stabilité de l'algorithme FDTD

Le critère de stabilité numérique répond à deux impératifs, l'un spatial et l'autre numérique. Premièrement, la discrétisation spatiale doit être suffisamment fine afin de décrire correctement la géométrie des objets appartenant au système étudié ainsi que la distance entre ces objets. De plus, le passage d'un problème physique dans un espace-temps continu à un problème discret dans un espace-temps échantillonné crée un effet parasite nommé dispersion numérique. Cet effet provient d'erreurs commises sur l'évaluation de la vitesse de propagation des ondes dans le domaine de calcul. Afin de minimiser la distorsion des signaux due à la dispersion numérique, la valeur des pas spatiaux est fixée en fonction de la longueur d'onde minimale présente dans la grille FDTD [49] [50].

$$\text{Max} (\Delta x, \Delta y, \Delta z) \leq \frac{\lambda_{min}}{10} \quad (\text{II.25})$$

Dans le cas d'un maillage uniforme avec  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$  l'inégalité (II.25) se simplifie et devient :

$$\Delta \leq \frac{\lambda_{min}}{10} \quad (\text{II.26})$$

D'après l'équation (II.25), il est nécessaire d'avoir au moins dix cellules par longueur d'onde pour obtenir des résultats corrects.

Deuxièmement, les algorithmes itératifs temporels comme la FDTD peuvent mener vers des solutions sans fin du champ électromagnétique conduisant à la divergence du calcul. Pour pallier à ce problème, il faut veiller lors du choix de pas temporel à respecter un critère appelé critère numérique ou critère de Courant-Friedrich-Lévy (CFL) [51] [52].

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (\text{II.27})$$

Où  $c$ , est la vitesse de la lumière dans le vide. Dans le cas d'un maillage uniforme avec  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$  l'inégalité (II.27) se simplifie et devient :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta}{c\sqrt{3}} \quad (\text{II.28})$$

### II.2.3.5. Troncature du domaine de calcul

Le domaine de calcul a des dimensions, nécessairement, finies. Ceci pose un problème pour la modélisation d'un système ouvert, où les ondes peuvent se propager à l'infini. Cela veut dire que les équations de Maxwell discrétisées doivent être tronquées au niveau des frontières qui délimitent le volume de calcul. Cette troncature ne doit pas être quelconque. Elle doit permettre en effet de simuler la propagation de n'importe quelle onde sortante vers l'infini. Si cette condition n'est pas vérifiée, de multiples réflexions se produisent sur les frontières lors d'une simulation. Il faut pour cela appliquer les conditions d'absorption des ondes sortantes sur les frontières du volume de calcul. Il existe trois classes de méthodes pour résoudre les problèmes aux frontières :

- Conditions aux limites absorbantes (CLA), cette méthode qui exprime le champ sur la frontière uniquement en fonction du champ déjà calculé à l'intérieur du domaine étudié. C'est le cas des conditions de Mur. Ces conditions sont très faciles à mettre en œuvre. Par contre elles ne sont rigoureusement valables que pour les ondes incidentes normales au plan limite, car des réflexions parasites apparaissent en incidence oblique.
- La méthode qui ajoute autour du domaine d'étude une couche non forcément physique ne provoquant aucune réflexion et absorbant quasi totalement tout champ électromagnétique s'y propageant. C'est le cas des couches parfaitement adaptées de Berenger [53]. Dans ce travail, notre algorithme utilise ces conditions aux limites PML (Perfectly Matched Layers) qui sont souvent présentées comme étant les plus performantes.

#### II.2.3.5.1. Les conditions PML

Les PML ou couches parfaitement adaptées, une des conditions aux limites les plus utilisées, son principe est de remplacer la frontière par une couche absorbante.

Ces conditions reposent sur le principe d'adaptation d'impédance à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant avec des conductivités électrique  $\sigma$  et magnétique  $\sigma^*$  non nulle. Cette condition s'exprime comme suit :

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (\text{II.29})$$

Dans une telle situation, si la condition précédente est respectée aucune réflexion ne se produit lorsqu'une onde plane se propage dans la direction perpendiculaire à l'interface entre le milieu de propagation et le vide car, dans ce cas précis, l'impédance du milieu de propagation est égale à celle du vide. Cependant, dans le cas d'une onde incidente oblique (incidence quelconque), cela n'est pas vrai, on observe d'importantes réflexions parasites. Pour remédier à ce problème, Berenger a proposé un milieu absorbant biaxe [53]. Nous allons expliquer le principe en deux dimensions. Soit un milieu de permittivité  $\varepsilon$ , de perméabilité  $\mu$ , des conductivités électrique  $\sigma$  et magnétique  $\sigma^*$  respectivement. Dans ce milieu les équations de Maxwell s'écrivent:

$$\Delta \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \sigma^* \vec{H} \quad (\text{II.30})$$

$$\Delta \times \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad (\text{II.31})$$

En mode TM par rapport à l'axe ( $Oz$ ), on écrit la composante comme suit:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (\text{II.32})$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y = \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (\text{II.33})$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + \sigma^* H_z = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (\text{II.34})$$

Dans le milieu PML, Berenger a décomposé la composante du champ magnétique suivant l'axe ( $Oz$ )  $H_z$  en deux sous-composantes que Berenger appelle  $H_{zx}$  et  $H_{zy}$  :

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y E_x = \frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (\text{II.35})$$

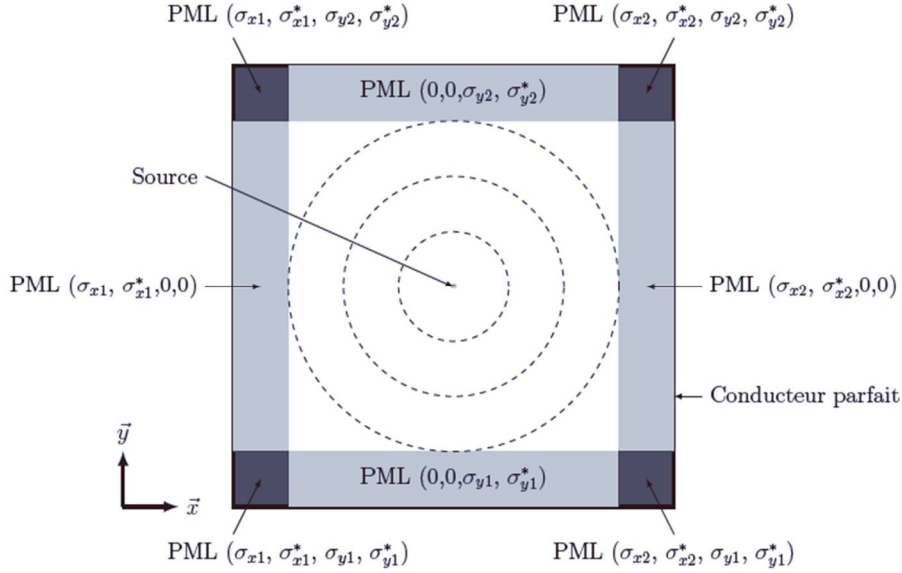
$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_x E_y = \frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (\text{II.36})$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (\text{II.37})$$



$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (\text{II.38})$$

Pour l'implémentation informatique, Berenger a proposé le principe de la figure II.9.



**Figure II. 9:** Description de la grille FDTD incluant des zones PML telle qu'elle a été proposée par Berenger.  $\sigma_{x1}, \sigma_{x2}, \sigma_{y1}$  et  $\sigma_{y2}$  symbolisent des conductivités et  $\sigma_{x1}^*, \sigma_{x2}^*, \sigma_{y1}^*$  et  $\sigma_{y2}^*$  symbolisent les pertes magnétiques [19].

Il a posé une grille FDTD entourée de zones PML qui se terminent elles-mêmes par un conducteur parfait. Sur les côtés gauche et droit, les PML sont telles que  $\sigma_x$  et  $\sigma_x^* \neq 0$  et  $\sigma_y$  et  $\sigma_y^* = 0$  et respectant la condition (II.29) afin de permettre une transmission sans réflexion parasite à l'interface entre le domaine de simulation et la zone PML. Le raisonnement est similaire pour les côtés haut et bas en inversant les rôles des couples  $(\sigma_x, \sigma_x^*)$  et  $(\sigma_y, \sigma_y^*)$ . Aux quatre coins, où il y a superposition de deux zones PML  $\sigma_x, \sigma_x^*, \sigma_y$  et  $\sigma_y^* \neq 0$ . Leurs valeurs sont égales à celles des zones PML qui se superposent. Berenger a également suggéré une gradation progressive en loi de puissance de l'absorption dans la couche PML où les pertes devaient augmenter proportionnellement avec la profondeur :

$$\sigma(\rho) = \sigma_{max} \times \left(\frac{\rho}{\delta}\right)^n \quad (\text{II.39})$$

Avec :

$\sigma_{max}$  : La conductivité maximale

$\rho$  : La profondeur à l'intérieur de la région PML

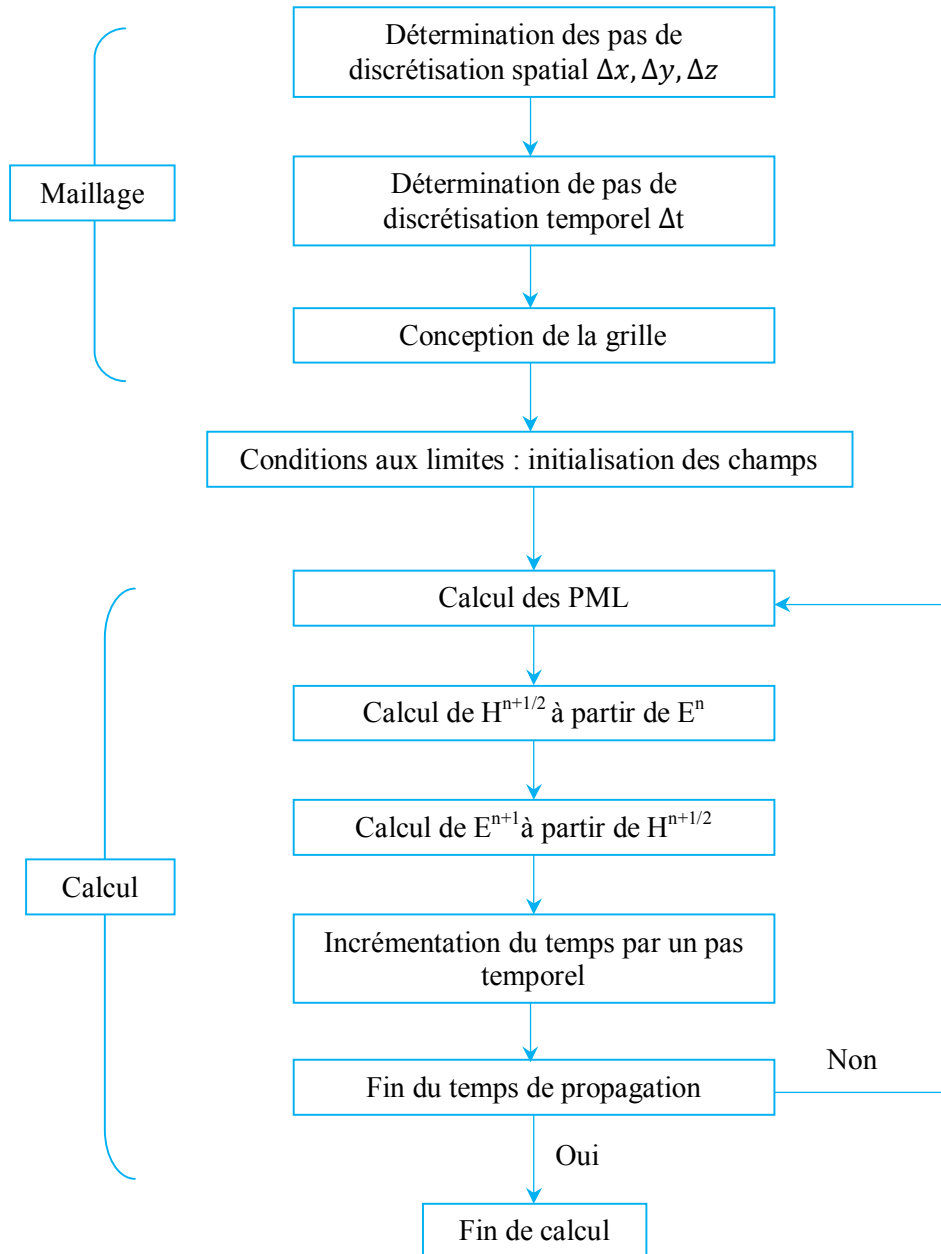
$\delta$  : L'épaisseur de la zone PML

$n$  : L'ordre de la PML (généralement compris entre 2 et 5)

### II.2.3.5.2. Les conditions aux limites périodiques

Les structures périodiques sont définies comme une reproduction d'un motif de base suivant une ou plusieurs directions. On utilise cette propriété pour restreindre leur modélisation à une seule période. Sur les bords du domaine, on utilise la condition qui traduit cette périodicité issue de théorème de Floquet-Bloch. Cette condition, appliquée aux composantes de champ magnétique ou électrique dans une structure de période  $a$  s'écrit de la forme:  $\vec{E}(\vec{r} + \vec{a}t) = \vec{E}(\vec{r}, t)e^{i\vec{k}\vec{a}}$ .

On peut résumer l'algorithme de calcul de la méthode FDTD par l'organigramme présenté dans la figure suivante (II.10).



**Figure II. 10:** Organigramme simplifié du programme FDTD. Il est également possible de commencer par le calcul des composantes de  $\vec{E}$  puis procéder à celui des composantes de  $\vec{H}$  [54].

### II.3. La méthode des ondes planes (PWE)

La méthode des ondes planes (Plane Wave Expansion ou PWE) est essentiellement utilisée pour le calcul des bandes interdites. Elle est bien adaptée pour des structures périodiques de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure.

C'est une méthode de résolution dans le domaine fréquentiel des équations de Maxwell [55] [56].

Ces dernières amènent à une équation d'onde qui, dans un milieu linéaire, isotrope, non magnétique de constante diélectrique complexe  $\varepsilon$ , s'écrit de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{II.40})$$

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{II.41})$$

L'intérêt de la méthode des ondes planes est qu'elle facilite la résolution des équations d'onde de manière rigoureuse. Elle permet le calcul des bandes de fréquences autorisées ou interdites des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans la structure considérée [57].

Les équations de Maxwell se résolvent, en décomposant les composantes magnétiques en ondes planes (série de Fourier spatiale) de la forme suivante [57]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{II.42})$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{II.43})$$

Où: la longueur d'onde dans le vide:  $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$  et  $\omega^2 = \frac{k^2 c^2}{\varepsilon(\vec{r})}$

Où:  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde appartenant à la première zone de Brillouin.

Par conséquent les équations de Maxwell (II.1) et (II.2) donnent:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) = -i\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{II.44})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) = i\omega\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{II.45})$$

En prenant le rotationnel des équations (II.44) et (II.45), on peut éliminer l'un des deux champs et obtenir les équations aux valeurs propres pour l'autre:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{II.46})$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon(\vec{r})\vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{II.47})$$

Comme  $\varepsilon(\vec{r})$  est périodique, alors les composantes électromagnétiques  $\vec{E}(\vec{r})$  et  $\vec{H}(\vec{r})$  satisfont le théorème Floquet-Bloch et peuvent être décomposées sous forme d'ondes planes:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_{\vec{k}}(\vec{r}). e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{II.48})$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}). e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{II.49})$$

Où les fonctions  $\vec{E}_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r})$  possédant la périodicité du milieu. Alors, il est possible de développer  $\varepsilon(\vec{r})$ ,  $\vec{E}_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r})$  en série de Fourier:

$$\varepsilon(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon(\vec{G}). e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \quad (\text{II.50})$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_{\vec{k}}(\vec{r}). e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} \vec{E}_{\vec{k}}(\vec{G}). e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \right). e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} \vec{E}_{\vec{k}}(\vec{G}). e^{i(\vec{G}+\vec{k})\cdot\vec{r}} \quad (\text{II.51})$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}). e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{G}). e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \right). e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{G}). e^{i(\vec{G}+\vec{k})\cdot\vec{r}} \quad (\text{II.52})$$

Avec:

- $\vec{G}$ : le vecteur du réseau réciproque
- $\varepsilon(\vec{G})$ ,  $\vec{E}_{\vec{k}}(\vec{G})$  et  $\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{G})$ : les composantes dans l'espace réciproque, on peut déterminer ces composantes par une intégrale de Fourier

En injectant les équations (II.51) et (II.52) dans les équations (II.46) et (II.47), nous obtenons les égalités suivantes à la valeur propres pour les coefficients de Fourier des champs électriques et magnétiques:

$$(\vec{k} + \vec{G}). \left( (\vec{k} + \vec{G}). \vec{E}_{\vec{k}}(\vec{G}) \right) = \frac{\omega(\vec{k})^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon(\vec{G} - \vec{G}'). \vec{E}_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (\text{II.53})$$

$$(\vec{k} + \vec{G}). \left( (\vec{k} + \vec{G}). \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{G}) \right) = \frac{\omega(\vec{k})^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon(\vec{G} - \vec{G}'). \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (\text{II.54})$$

La résolution de ces équations permet d'obtenir une série de fréquences propres  $\omega_k$  pour chaque valeur du vecteur d'onde  $\vec{k}$  qui sont limités à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin, où la série de fréquences va constituer la structure de bande photonique.

Cette méthode est bien adaptée à l'étude de cristaux photoniques infiniment périodiques, elle a été utilisée par plusieurs auteurs pour la détermination de la bande interdite photonique des structures triangulaires bidimensionnelles. Cependant, elle reste inadaptée pour le calcul de la transmission à travers un cristal fini et à l'étude des structures complexes.

## II.4. Sources et signaux d'excitation

Le choix de l'excitation dépend de plusieurs facteurs parmi lesquels, le type de la structure à étudier et la bande de fréquences 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.

### II.4.1. Impulsion Gaussienne

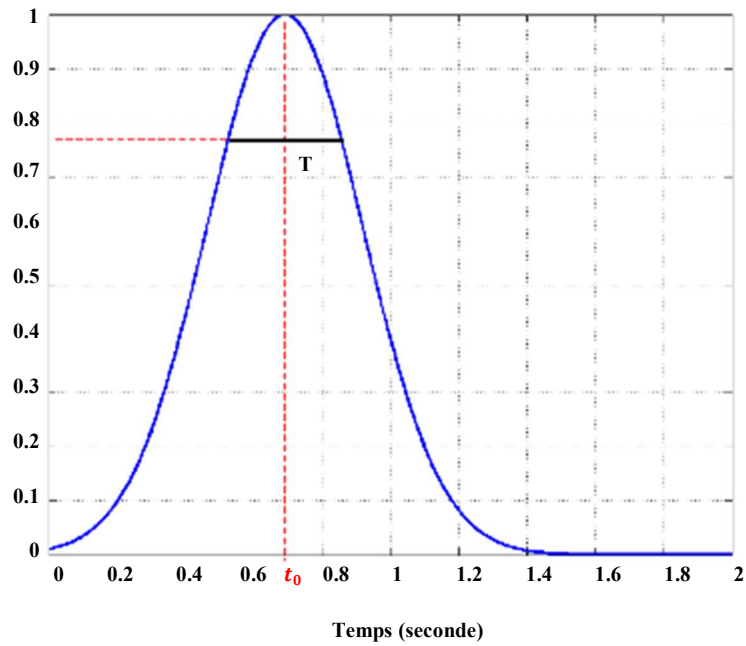
Il est souhaitable d'utiliser une excitation capable de remplir certaines conditions, comme une étude sur une large bande spectrale, d'une durée temporelle raisonnable, continue, et facilement interprétable. A partir de toutes ces données, on peut dire que l'excitation la mieux adaptée est une gaussienne dont l'équivalent fréquentiel est une « demi-gaussienne » [58].

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 variations trop rapides qui pourraient générer des erreurs de calcul. Le fait d'utiliser la gaussienne permet en une simulation de connaître, en faisant une transformée 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 :

$$e(t) = A_0 \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}\right) \quad (\text{II.55})$$

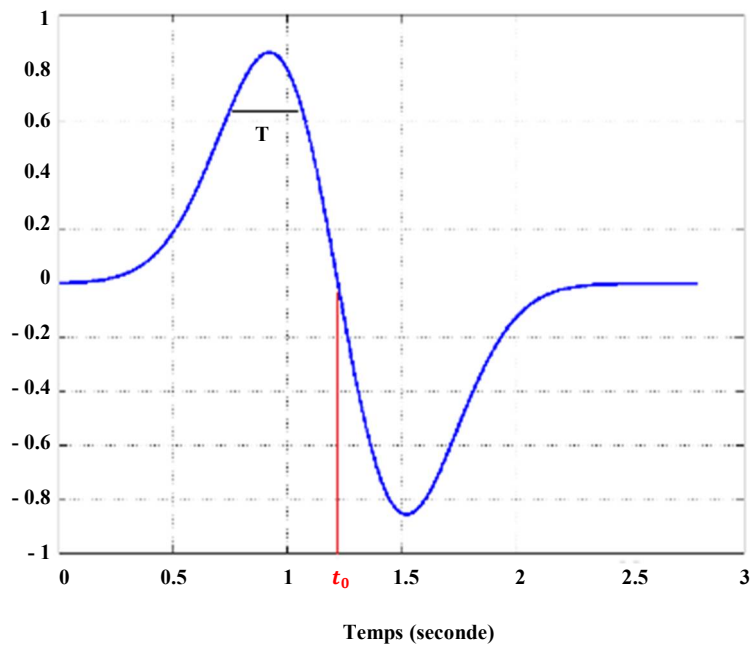
Avec  $A_0$  représente l'amplitude de la gaussienne,  $t = n\Delta t$  avec  $n$  est le nombre d'itérations et  $\Delta t$  est le nombre temporel,  $T_0$  désigne le retard par rapport à l'instant  $t = 0$ ,  $T$  est proportionnelle à la largeur à mi-hauteur de la gaussienne.  $T$  est la fréquence maximale de la bande étudiée  $f_{max}$  sont reliées par l'expression:  $T \approx \frac{1}{2f_{max}}$ .



**Figure II. 11:** Allure temporelle de la gaussienne [58].

La dérivée gaussienne est aussi une forme d'excitation connue, son expression temporelle  $e(t)$  se définit par :

$$e(t) = -2A_0 \left( \frac{t-t_0}{T} \right) \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{T^2}\right) \quad (\text{II.56})$$



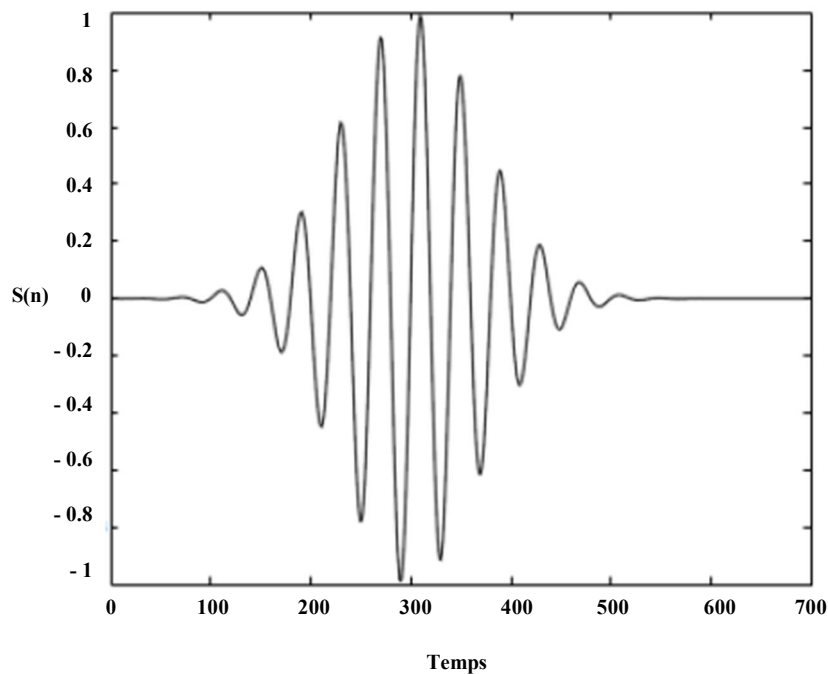
**Figure II. 12:** Allure temporelle de la dérivée gaussienne [58].

### II.4.2. Excitation sino-gaussienne

L'excitation sino-gaussienne permet une modélisation du continu jusqu'à une fréquence maximale [58]. Pour ce faire, il suffit de multiplier la gaussienne par une sinusoïde dont la fréquence va correspondre à la fréquence centrale de la bande spectrale à étudier.

$$S(n) = \sin(2\pi f_0 n \Delta t) \exp\left(-\frac{(n\Delta t - T_0)^2}{T^2}\right) \quad (\text{II.57})$$

$f_0$  représente la fréquence centrale de la bande étudiée. La largeur de la bande de fréquence étudiée est environ égale à  $1/T$ .



**Figure II. 13:** Forme temporelle d'une source sinusoïdale modulée par une gaussienne [58].

### II.4.3. Excitation par une onde plane

L'utilisation d'une onde plane est très courante dans les modélisations électromagnétiques et son implémentation dans les logiciels est indispensable au traitement des problèmes liés à l'illumination de structures. La méthode FDTD utilise une formulation champ total/champ réfléchi [59] qui se base sur l'utilisation du concept des surfaces de d'Huygens [60]. Le domaine de calcul est divisé en deux parties (figure II.14).



Les champs incidents de l'onde plane sont introduits sur une surface virtuelle séparant les deux zones (TF/SF), de manière à ce qu'ils soient confinés dans la zone de champ total. Dans ce dernier, la FDTD prend en compte la somme du champ incident de l'onde plane et du champ réfléchi par les objets, alors que seul ce dernier est propagé dans la zone de champ réfléchi. Le champ source tient compte de la lumière réfléchie dans le reste de la zone étudiée. Cela évite l'apparition de réflexions non-physiques au niveau de la source.

La zone associée au champ réfléchi seule n'a pas de réalité physique. Pour rendre opérationnelle ce type de source, des corrections du champ calculé par l'algorithme de Yee sont nécessaires au niveau des frontières entre le champ total et le champ réfléchi. On appelle champ total, la somme du champ réfléchi par la structure et du champ incident dû à la source. Dans ce cas, la source est introduite à la transition entre zone de champ total et de champ réfléchi. La séparation du volume de calcul en deux zones distinctes utilise la propriété de linéarité des équations de Maxwell.

$$\vec{E}_{tot} = \vec{E}_{inc} + \vec{E}_{ref} \quad (\text{II.58})$$

$$\vec{H}_{tot} = \vec{H}_{inc} + \vec{H}_{ref} \quad (\text{II.59})$$

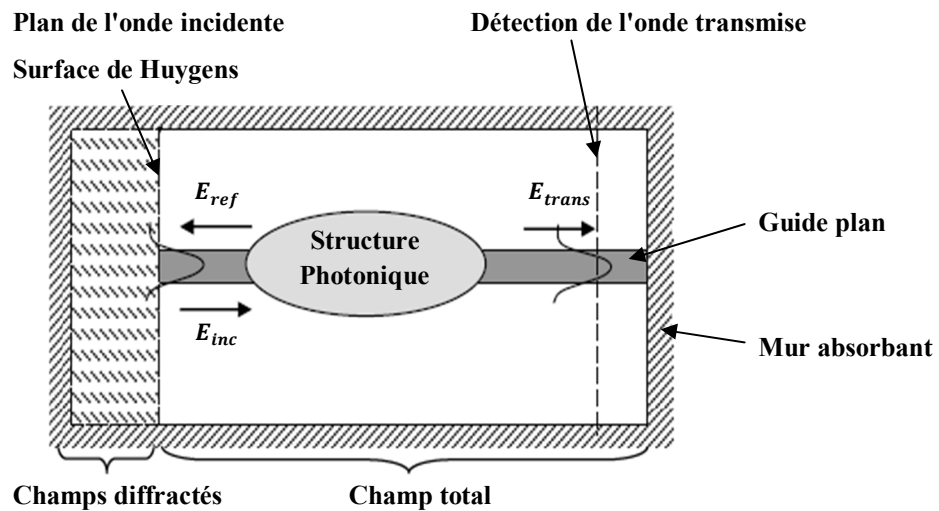


Figure II. 14: Plan de travail utilisé par la FDTD [61].

Où  $\vec{E}_{inc}$  et  $\vec{H}_{inc}$  représentent les valeurs champs incidents qui sont supposées connu en tout point de l'espace de travail.  $\vec{E}_{ref}$  et  $\vec{H}_{ref}$  sont les valeurs des champs réfléchis ; ces champs sont des inconnus du système puisqu'ils résultent de l'interaction de l'onde incidente avec la structure à simuler.

## 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 des structures périodiques. Dans ce contexte, nous avons décrit dans ce chapitre l'ensemble des concepts et fondements théoriques nécessaires à la méthode de calcul utilisée, à savoir la FDTD-2D, choisi pour simuler nos structures. Avec la méthode FDTD-2D nous disposons d'un outil extrêmement puissant et versatile, parfaitement adapté à l'étude de structures CP-2D.

Ensuite nous avons nous avons présenté les conditions d'absorption aux limites et décrit la technique d'implémentation des PML, les conditions d'absorption les plus performantes aujourd'hui, dans l'algorithme de la méthode FDTD, cette méthode sera largement utilisée dans la suite de ce travail pour la conception des diviseurs.

Enfin nous avons détaillé la méthode des ondes planes qui était la première utilisée pour calculer les bandes interdites, la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion des structures diélectriques, sans oublier les différentes sources d'excitation.

# **Chapitre III**



**Notion de la BIP et les  
structures photoniques**

### III. 1. Introduction

L'intérêt des chercheurs vis-à-vis l'étude et la synthèse des matériaux à bande interdites photoniques, offrent de nouvelles perspectives pour la propagation et le confinement de la lumière pour la réalisation de nouveaux composants optiques. Ils offrent la possibilité de filtrer, de stocker ou encore de répartir les ondes électromagnétiques dans certaines directions et guider la lumière.

Les structures photoniques ont été largement évoluées, encore elles ont atteint le niveau de maturité requis pour éventuelles applications. Comme pour la physique du solide, si on introduit des défauts dans la géométrie périodique, ces défauts vont briser la périodicité du réseau, ainsi des nouveaux modes permis apparaissent aux fréquences du gap du cristal. L'introduction des défauts à base des cristaux photoniques permettent de contrôler et de traiter le flux de la lumière à l'intérieur du cristal et à l'ordre de la longueur d'onde. On exploitant ces concepts, il est alors possible de miniaturiser des composants de l'optique intégrée et d'améliorer leurs performances.

Ce chapitre est consacré à la modélisation de structures à bandes interdites photoniques afin de déterminer les paramètres optimaux pour obtenir une bande interdite totale pour les deux modes de propagation transverse électrique TE et transverse magnétique TM.

Les résultats de nos simulations seront présentés pour deux types de réseaux carré et triangulaire. Avec la méthode des ondes planes ou PWE, nous analysons théoriquement les bandes interdites photoniques à deux dimensions en fonction de l'architecture et des dimensions de la structure à savoir le diamètre des trous, la période des motifs et le facteur de remplissage.

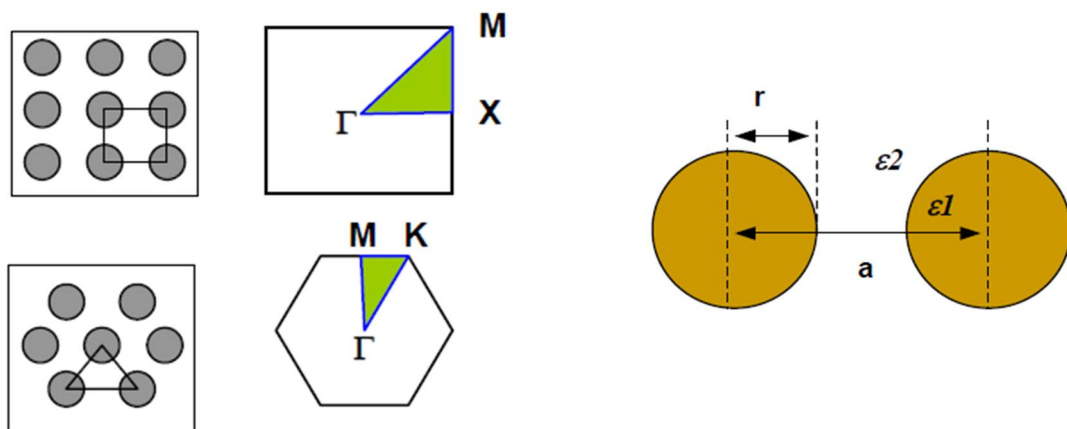
D'autre part, nous allons calculer et tracer le spectre de transmission et de réflexion dans nos géométries modélisées en employant la méthode des différences finies dans le domaine temporel bidimensionnelle ou FDTD-2D. Il s'agit des guides d'ondes mono-rangée et guides d'ondes virages en structures triangulaire et carrée. Nous abordons en premier lieu les structures bidimensionnelles sans défaut avant d'étudier les structures avec défaut.

## III. 2. Etude des diagrammes de dispersion des cristaux photoniques bidimensionnels

### III.2.1. Procédure et conditions de calcul

Dans cette section, nous allons étudier les cristaux photoniques bidimensionnels planaires CP-2D, des structures connectées de trous d'air gravés dans un matériau diélectrique. Nous allons analyser les deux types de réseaux, structure à maille triangulaire et structure à maille carrée. Le calcul et l'évolution des diagrammes des bandes interdites photoniques pour le matériel utilisé sont réalisés par la méthode des ondes planes décrite au deuxième chapitre.

La transmission dans des structures à cristaux photoniques peut être calculée par des approches d'ondes planes pour tracer le diagramme de dispersion de la structure périodique et la méthode FDTD-2D. Ceci permet l'étude de la distribution du champ électromagnétique dans le cristal photonique [62]. Les calculs ont été réalisés en utilisant 121 ondes planes pour les différentes géométries étudiées et représentées sur la figure III.1.



**Figure III. 1:** Présentation des différents réseaux de structures périodiques à simuler.

En utilisant la méthode FDTD-2D, grâce au simulateur F2P (FDTD-2D Simulator for Photonic Devices) conçu par Min Qiu [63] [64] et un programme en code MATLAB.

La source utilisée dans nos calculs est une onde plane avec une enveloppe temporelle gaussienne. Elle couvre une large bande des fréquences, elle est centrée sur la fréquence  $\omega_0$  ( $\lambda=1.55 \mu m$ ) et possède une largeur de bande  $\Delta\omega$  qui permet de couvrir une large plage de longueurs d'onde lors de l'étude de la transmission.

Pour simuler correctement un système réel, la source devrait permettre la propagation de n'importe quelle onde à partir de son emplacement sans aucun obstacle ni interaction.

Par conséquent, la source usuelle peut être décrite comme suit [63] :

$$F_{i_s, j_s}^t = F_{i_s, j_s}^t + J_{i_s, j_s}^t \quad (\text{III.1})$$

Où :  $i_s$  et  $j_s$  représentent l'emplacement de la source selon les directions  $x$  et  $y$  respectivement.

$F$ : est l'une des composantes du champ au temps  $t$ .

$J$  : l'onde incidente et  $J_0$  son amplitude

$$J_{i_s, j_s}^t = J_0^t \sin(\omega_0 t) e^{\frac{-(t-t_0)\Delta\omega}{2}} \quad (\text{III.2})$$

L'impulsion est centrée sur l'instant :  $t_0/\Delta t$ , où  $\Delta t$  est l'intervalle de temps dans la simulation FDTD. L'incidence de l'onde est dans le sens des trous. L'onde incidente peut représenter une vague sinusoïdale continue de fréquence  $\omega_0$ .

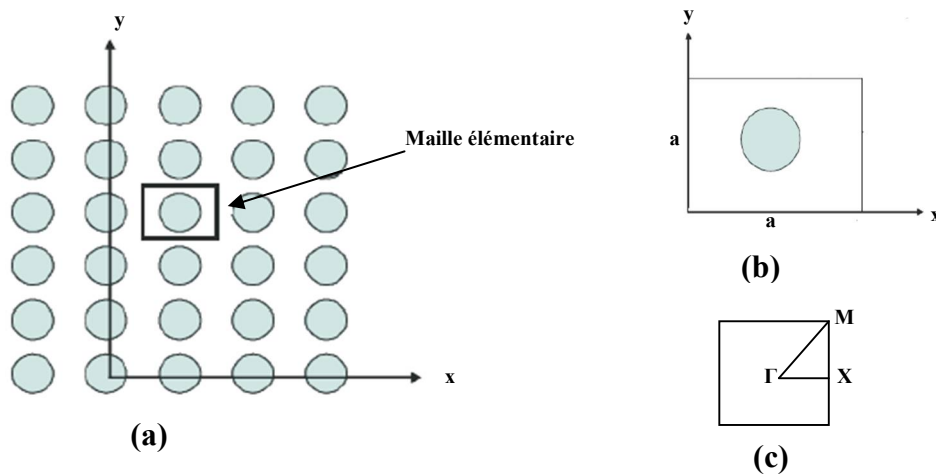
La largeur de bande de l'impulsion  $\Delta\omega$  doit être soigneusement choisie. Par exemple, le guide d'onde photonique est habituellement fortement dispersif, en particulier au bord de la zone de Brillouin. Ainsi, le paramètre de dispersion pourrait être important et entraîner un élargissement rapide de l'impulsion ce qui pourrait avoir comme conséquence, un chevauchement non désiré entre l'impulsion utile et l'impulsion parasite surtout si l'impulsion couvre une trop large plage de fréquences.

Les simulations numériques sont réalisées pour les deux modes de propagation TE et TM en utilisant les deux géométries de structures carrée et triangulaire. L'énergie des bandes est exprimée en fonction du facteur sans dimension  $a/\lambda$ , en utilisant la méthode des ondes planes (PWE).

### III.2.2. La maille carrée

Cette structure est constituée d'un ensemble infini de cylindres d'air infiniment longs de rayon  $r = 0.36a$ , disposés périodiquement suivant les deux directions  $x$  et  $y$  de l'espace (figure III.2.(a)).

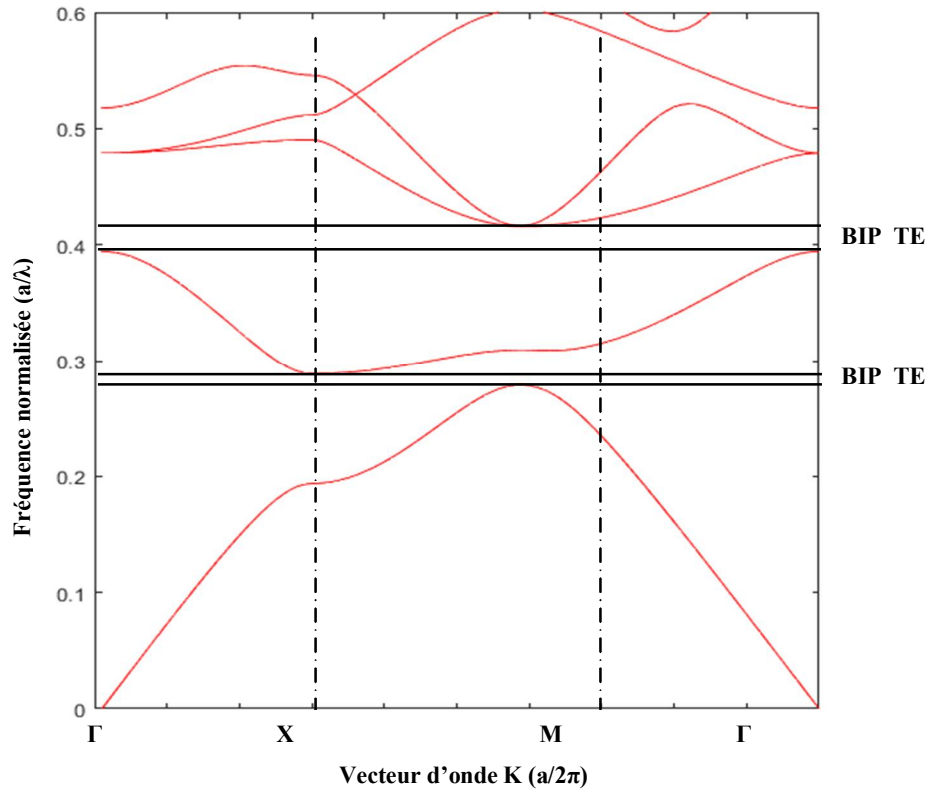
Les cylindres sont plongés dans un diélectrique d'indice de réfraction  $n = 3.24$ , le facteur de remplissage égale à 40.70 %. Pour déterminer le diagramme de bande de cette structure, nous avons considéré la maille élémentaire et appliqué aux composantes électriques et magnétiques les conditions de périodicité de Floquet Bloch (figure III.2.(b)).



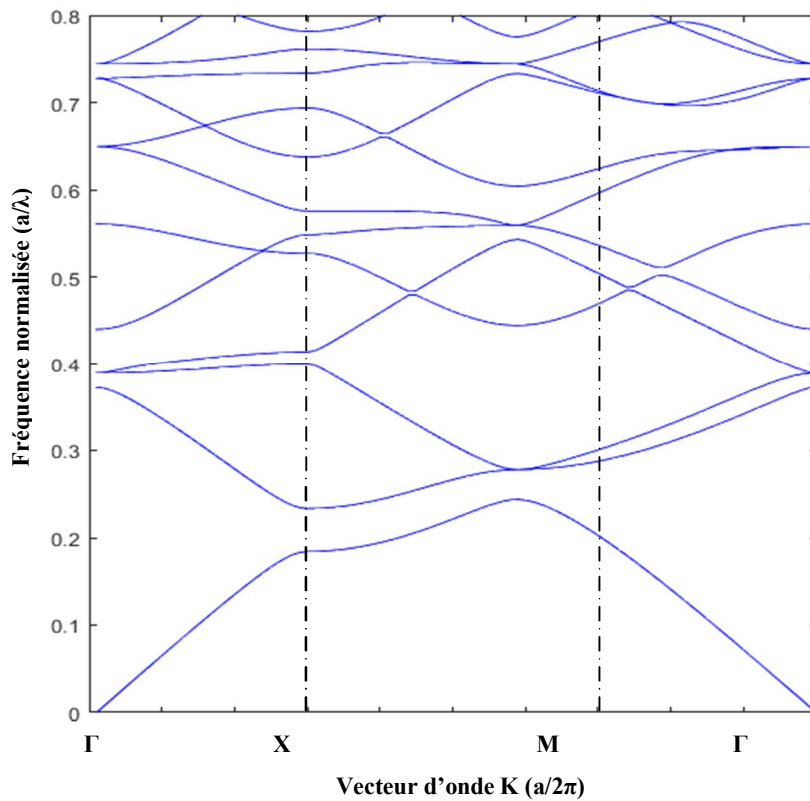
**Figure III. 2:** (a) Structure carrée. (b) Fenêtre de calcul PWE. (c) La première zone de Brillouin utilisée.

Le diagramme de dispersion est alors constitué des fréquences propres de la structure déterminées pour tous les vecteurs d'ondes dont l'extrémité se situe sur la bordure définie par les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin irréductible, en faisant varier le vecteur d'onde suivant le circuit  $\Gamma \rightarrow X \rightarrow M \rightarrow \Gamma$  donné par la figure (III.2.(c)).

La figure III.3 montre les diagrammes de bandes photoniques obtenus par la méthode PWE sous environnement Matlab dans le cas d'une polarisation TE et celui de la polarisation TM.



(a)



(b)

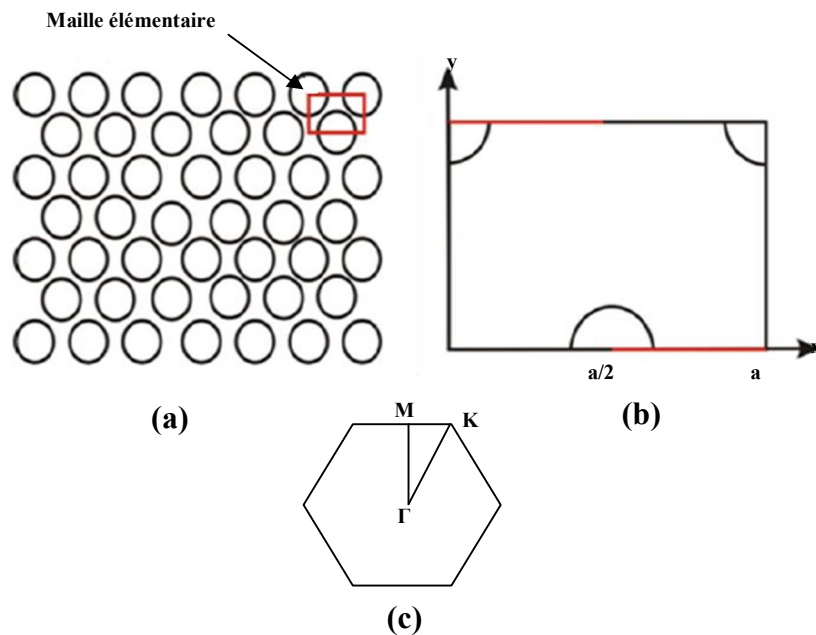
**Figure III. 3:** Diagramme de bandes d'un réseau carré de cristal photonique 2D de trous d'air. La simulation a été achevée par la PWE. **(a)** Polarisation TE. **(b)** Polarisation TM.



D'après le diagramme de bande illustré sur la figure III.3, calculé par la méthode PWE, correspondant à la polarisation TE et TM, deux bandes interdites apparaissent pour le mode TE, dont la première pour  $a/\lambda$  compris entre 0.39 et 0.42 et la deuxième pour  $a/\lambda$  compris entre 0.28 et 0.29. Par contre aucune bande interdite n'existe pour le mode TM. La bande interdite TE est dite partielle car elle n'existe pas dans le cas de la polarisation TM.

### III.2.3. La maille triangulaire

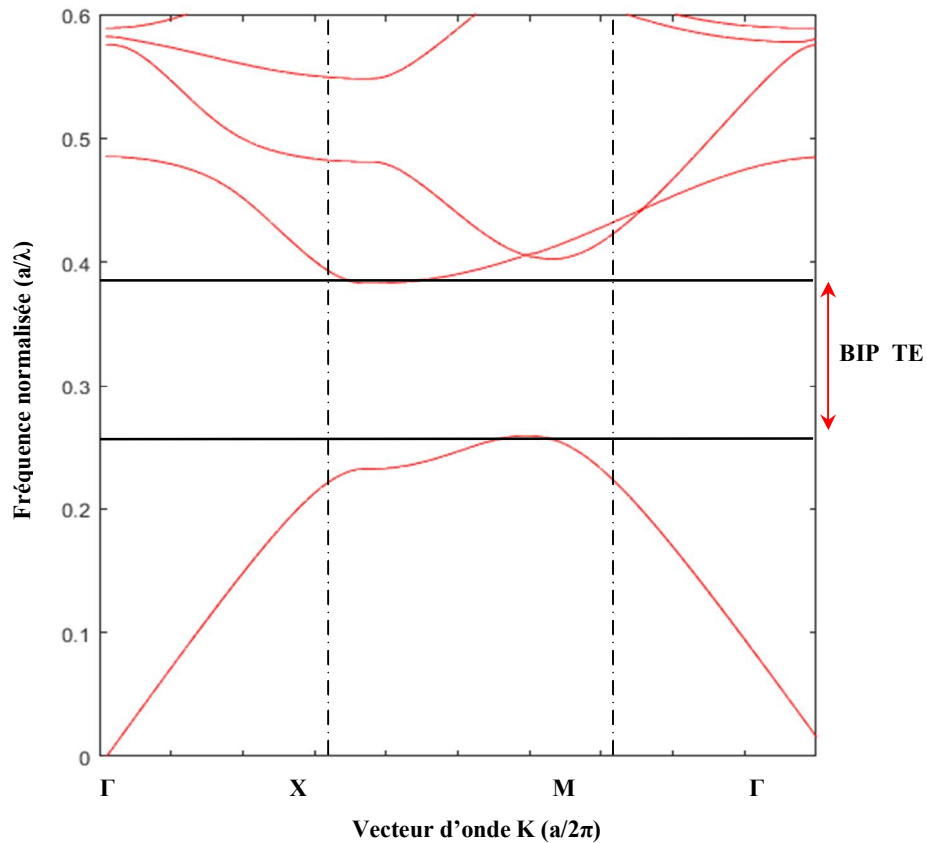
Comme dans le cas d'une maille carrée, la fenêtre de calcul PWE est limitée à une seule maille élémentaire (figure III.4.(b)). Pour reproduire tout le cristal, les conditions de périodicité de Floquet Bloch sont appliquées aux limites du domaine tronqué. Pour modéliser la structure photonique triangulaire par FDTD, Min Qiu [64] a choisi comme fenêtre de calcul FDTD la maille 1 montrée sur la figure III.4.(a).



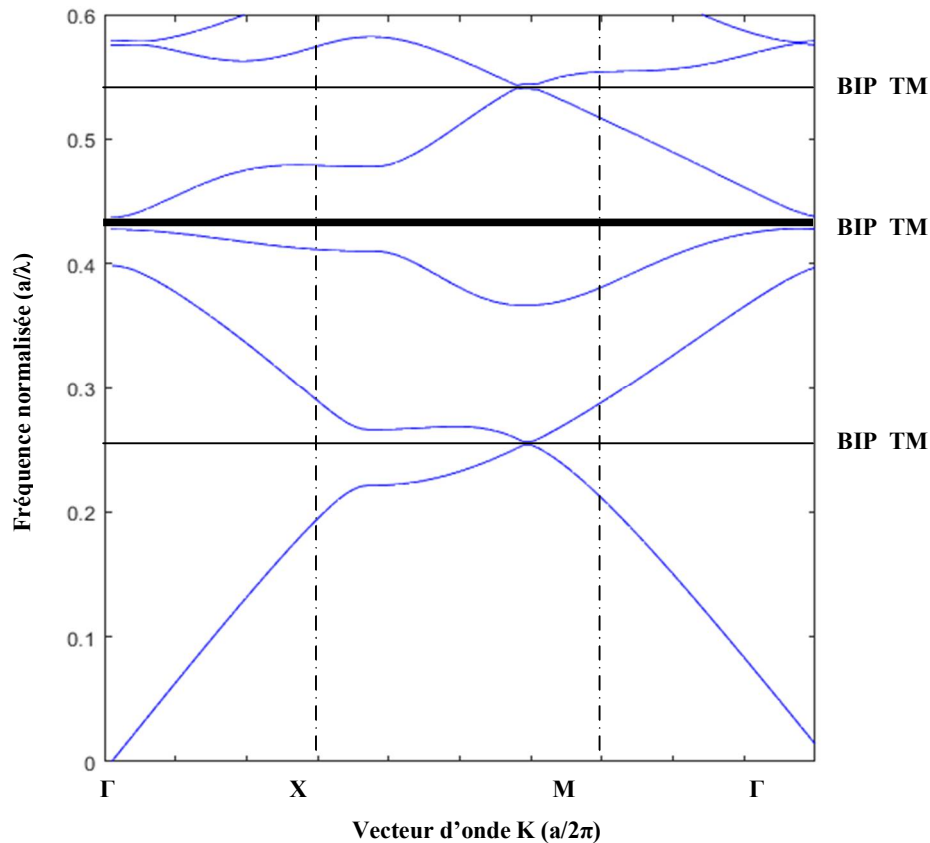
**Figure III. 4:** (a) Structure triangulaire, (b) Fenêtre de calcul PWE, (c) Variation du vecteur d'onde dans la première zone de Brillouin.

La variation du vecteur d'onde lors du calcul des diagrammes de bande pour la structure triangulaire est suivant les directions de haute symétrie de la zone de Brillouin,  $\Gamma \rightarrow M \rightarrow K \rightarrow \Gamma$  (figure III.4.(c)).

Pour voir l'effet du type de réseau sur la structure de bande, nous avons refait les calculs précédents en remplaçant la maille carrée par une maille triangulaire. Le taux de remplissage en air est maintenu égal à 47 % correspondant au rayon des trous  $r = 0.36a$ . Les indices de réfraction sont également considérés identiques à ceux du cas précédent;  $n_1 = 1$  et  $n_2 = 3.24$ .



(a)



(a)

**Figure III. 5:** Diagramme de bandes d'une structure triangulaire de CP-2D de trous d'air percés dans un diélectrique d'indice de réfraction  $n = 3.24$ . La simulation a été accomplie par la PWE. **(a)** Polarisation TE. **(b)** Polarisation TM.

D'après les graphes de la figure III.5, on remarque la présence d'une large bande interdite dans le cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire avec le mode TE, pour un  $a/\lambda$  allant de 0.25 à 0.38. De même, trois gaps pour le la polarisation TM mais très réduits en comparant avec la BIP TE. Dont la première est comprise entre 0.253 et 0.256, la deuxième entre 0.428 et 0.437 et la troisième entre 0.541 et 0.543. Toutes ces bandes sont dites partielles, d'autre part on remarque que la BIP de mode TM étant incluse dans celle de la polarisation TE, ce qui présente une bande interdite complète pour un  $a/\lambda$  compris entre 0.253 et 0.256.

D'après ces résultats obtenus, nous avons démontré que la structure à maille triangulaire offre une bande interdite la plus large possible en comparaison avec celle du réseau carré. Les différentes géométries étudiées ont montré que la structure triangulaire avec des trous d'air permet d'avoir le plus large gap photonique en mode TE et même un gap photonique complet sous des caractéristiques spécifiques.

Dans la suite de notre travail de thèse, nous allons prendre cette géométrie comme une base pour la conception de structures photoniques bidimensionnelles. Cependant, cette structure est largement utilisée dans la littérature.

### **III. 3. Modélisation des cristaux photoniques bidimensionnels**

Dans ce qui va suivre, nous allons modéliser les cristaux bidimensionnels présentés dans la section précédente, utilisant les deux géométries à maille carrée et triangulaire. Les performances de ces structures en termes de transmission et réflexion seront discutées. La représentation du champ magnétique sera faite pour les différentes itérations, en utilisant la méthode FDTD-2D.

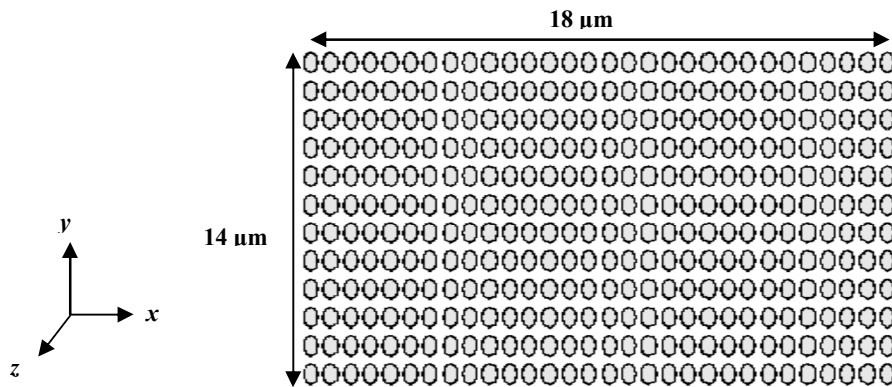
#### **III.3.1. Cristal photonique à maille carrée sans défaut**

Nous allons considérer que des cristaux photoniques à deux dimensions dans ce travail, pour des raisons de simplicité, c'est à dire que, la longueur des trous d'air est infinie.

Le réseau CP-2D de structure carrée, est défini par les mêmes paramètres physiques et géométriques utilisés pour le calcul de la bande interdite, dans le but d'avoir un gap pour le mode TE. On excite cette structure par une polarisation TE.

Pour exciter le mode de guide d'onde fondamentale à l'entrée de la structure on utilise une source gaussienne. Pour toutes les simulations le pas de discrétisation est choisi tel que  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ , le nombre d'itérations est de 50000 itérations.

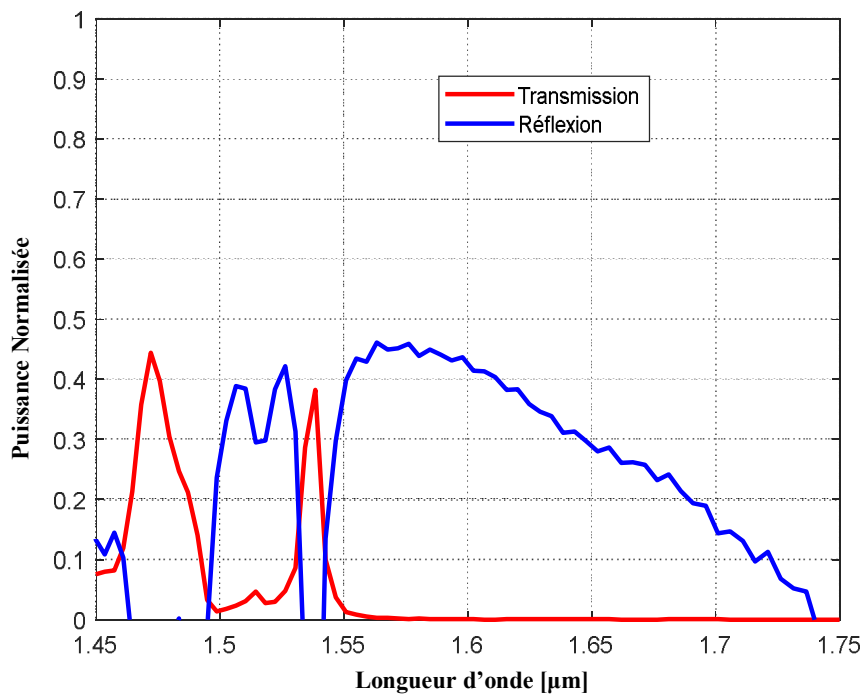
La structure à simuler est représentée sur la figure III.6, les grandeurs de cette structure est de  $18 \mu m$  de longueur et de  $14 \mu m$  de largeur.



**Figure III. 6:** Réseau d'un cristal photonique à maille carrée sans défaut.

Le calcul de la transmission et de la réflexion dans le cas d'un réseau carré est compliqué pour diverses raisons vues que le facteur de remplissage est très important proche de 0.50 c.-à-d. une forte densité de trous, ainsi la bande interdite n'est pas suffisamment large. Nous avons utilisé un programme FDTD-2D pour la simulation, vu qu'elle permette d'attribuer tous les paramètres de simulation tels que les dimensions de la structure, le pas de discrétisation, le type de polarisation (TE/TM), nombre d'itérations, le type d'excitation et les conditions aux limites.

Le spectre de transmission et de réflexion de la géométrie étudiée à maille carrée, simulée sous FDTD-2D est représenté sur la figure III.7.



**Figure III. 7:** Réponse spectrale en transmission et en réflexion d'une structure carrée de trous d'air en mode TE.

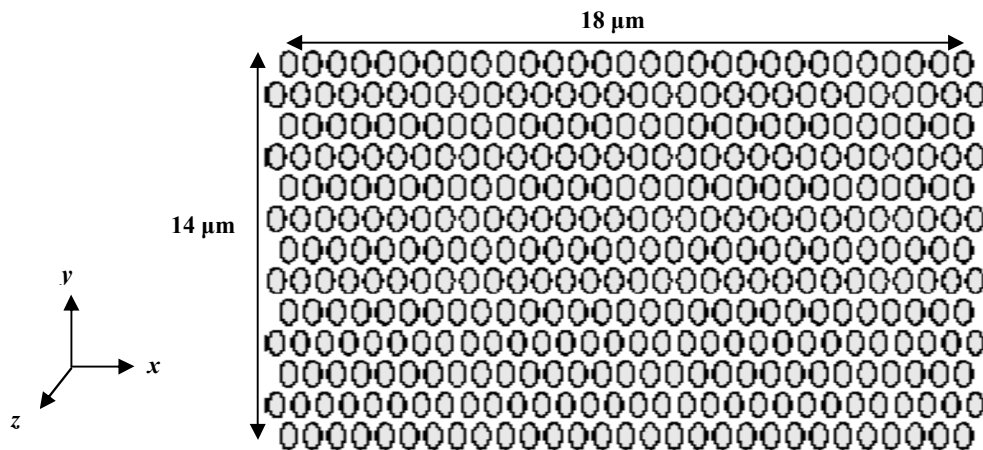
A partir du graphe on note une faible transmission presque nulle au niveau de la sortie sur la gamme en longueur d'onde s'étalant de  $[1.45 - 1.75]$   $\mu\text{m}$ . La quantité de transmission maximale est de l'ordre de 44 % à la longueur d'onde  $1.47 \mu\text{m}$ . D'autre part, on remarque une réflexion nulle en entrée de la structure carrée à cause de la dispersion de la lumière injectée en entrée, dans l'air, cela montre nettement le manque du guidage dans cette structure photonique.

### III.3.2. Cristal photonique à maille triangulaire sans défaut

La structure à maille triangulaire sans défaut, fait partie des structures les plus utilisées. Ce type de géométrie est notamment intéressant vu qu'elle dispose un gap photonique quel que soit la polarisation de la lumière. La structure photonique bidimensionnelles supporte une bande interdite photonique pour  $a/\lambda$  compris entre 0.25 à 0.38 pour la lumière polarisée en mode TE.

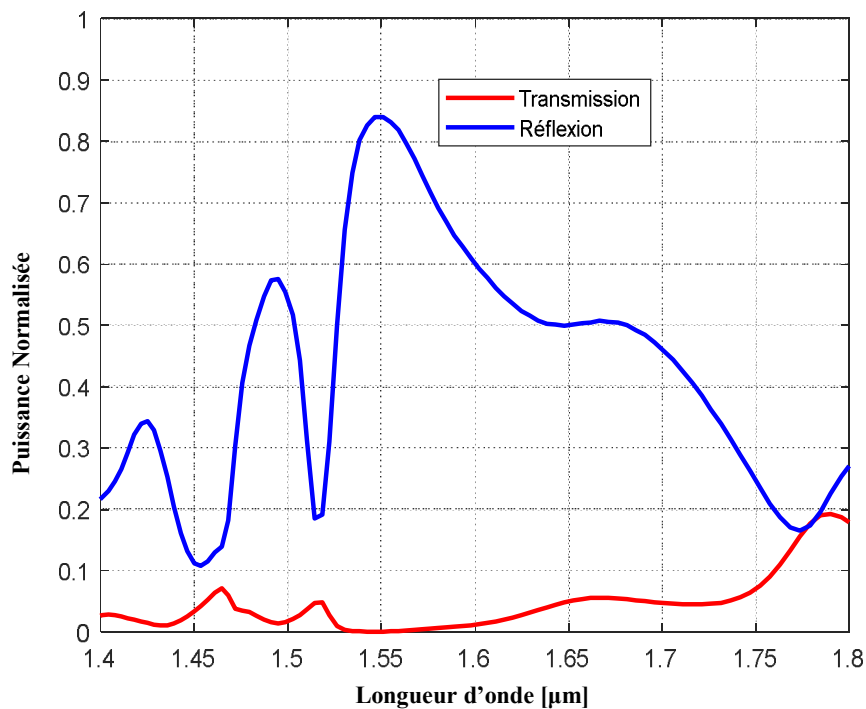
Pour la conception de la structure triangulaire, on garde les mêmes paramètres d'entrées et les mêmes dimensions géométriques du réseau carré.

La figura suivante représente la géométrie triangulaire à simuler.



**Figure III. 8:** Réseau d'un cristal photonique à maille triangulaire sans défaut.

La figure suivante illustre les résultats de la simulation sous FDTD-2D des coefficients de transmission et de réflexion.



**Figure III. 9:** Le tracé des coefficients de transmission et de réflexion de la géométrie triangulaire sans défaut.

D'après les courbes, nous remarquons un faible facteur de transmission s'étalant sur la gamme de longueur d'onde  $[1.4 - 1.8] \mu m$ . Par contre on note un significatif facteur de réflexion sur la même bande de la longueur d'onde, et une quantité de l'ordre 84 % de réflexion mesurée à la longueur d'onde  $1.55 \mu m$ . Cela montre nettement le manque du phénomène de guidage dans ce réseau photonique à maille triangulaire.

### III. 4. Etude et modélisation des cristaux photoniques bidimensionnels avec défaut

En introduisant un défaut linéaire dans un cristal photonique, il est possible de constituer des guides d'onde au sein de ce cristal. Ce défaut perturbera la périodicité de la structure, ce qui permettra d'ouvrir une bande de fréquence autorisée dans laquelle la propagation sera possible à l'intérieur du gap photonique. Les caractéristiques du défaut génèrent l'épaisseur et la position de cette gamme permise. Un confinement du photon s'établit lorsque son énergie est localisée dans la BIP.

On appelle  $W_n^D$ s les guides d'ondes, où  $D$  est la direction cristallographique,  $n$  est la quantité de rangées omises et  $s$  est la symétrie des bords du guide. Dans ces guides à cristaux photoniques, le processus de guidage de la lumière est différent de celui des guides d'ondes classiques, où le guidage est assuré par réflexion totale interne, il est déterminé par la propagation des modes de Bloch [65]. Dans ce cas, les modes sont guidés par le phénomène de bande interdite. Les réflexions multiples sur les motifs du cristal localisent la lumière au niveau de la zone de défaut.

#### III.4.1. Les guides d'ondes rectilignes

##### III.4.1.1. Etude du guide mono rangée $W_1^K A$

Un guide d'onde  $W_1^K A$  [61], est réalisé par l'omission d'une ligne de trous d'air d'un réseau qui peut être soit triangulaire ou carré, suivant la direction  $\Gamma K$ , ce type de guides est la brique de base essentielle pour la conception des dispositifs plus complexes. Par la suite on va étudier un exemple du guide  $W_1^K A$  pour chaque réseau.

##### III.4.1.1.1. Guide $W_1^K A$ en structure triangulaire

On considère un cristal photonique bidimensionnel composé d'un matériau diélectrique avec un indice de réfraction de 3.24 dans une structure dopée InP/GaInAsP/InP,

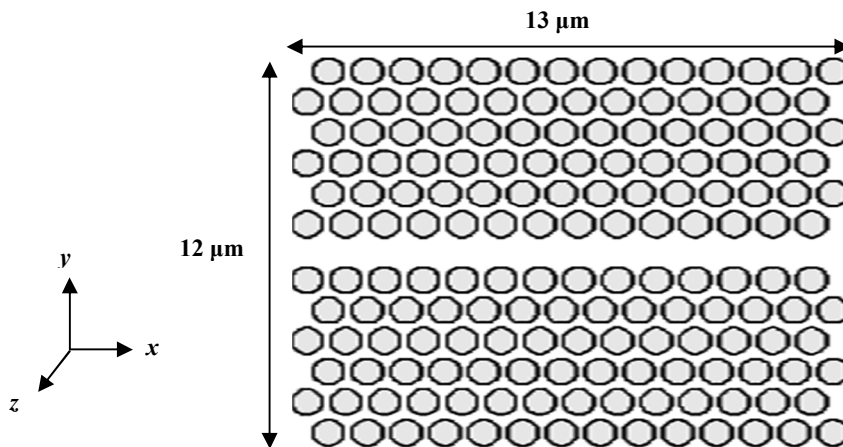


pour obtenir une bande interdite photonique autour de  $1.55 \mu\text{m}$ . Un rayon de trous d'air est égal à  $0.36a$  conduit à un facteur de remplissage d'environ 47 % ont été choisis.

La structure est excitée en polarisation TE. Pour exciter le mode de guide d'onde fondamentale on injecte une gaussienne à l'entrée du guide d'onde.

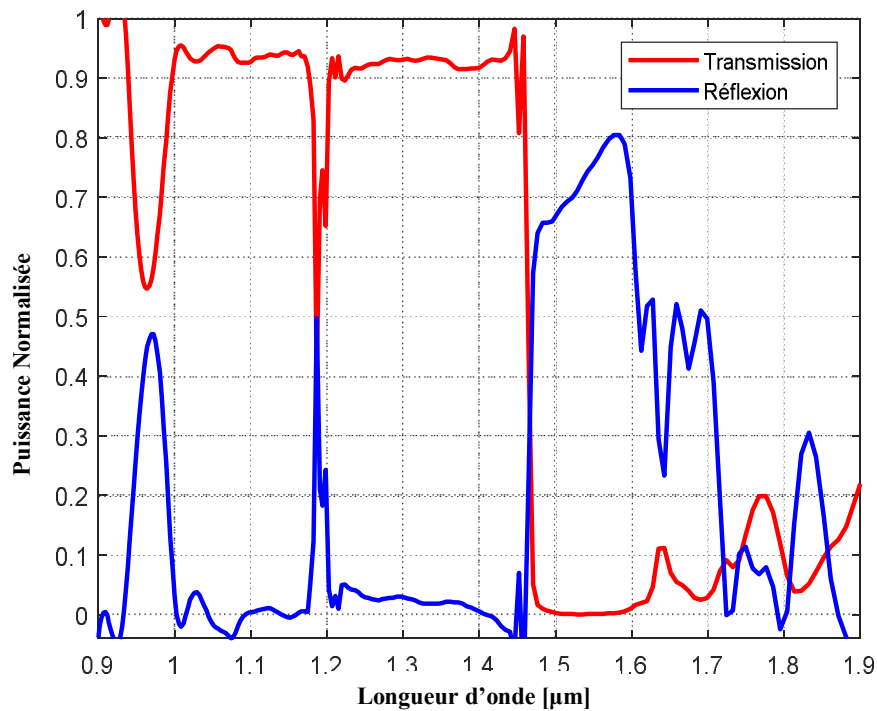
La structure est composée par 14 lignes de long et 6 lignes de large sur chaque part du défaut. Les grandeurs de cette géométrie sont de  $13 \mu\text{m}$  de longueur et de  $12 \mu\text{m}$  de largeur.

On définit un pas de discrétisation spatial de  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu\text{m}$  et un nombre d'itérations de 50000 itérations. La figure suivante illustre la géométrie du réseau triangulaire à simuler.



**Figure III. 10:** La structure du guide mono rangée. Les paramètres de la structure triangulaire sont choisis tel que  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu\text{m}$ ,  $n = 3.24$ ,  $f = 47 \%$  et  $r = 0.36a$ .

La figure suivante rapporte les courbes de transmission et de réflexion du guide schématisé dans la figure III.10.

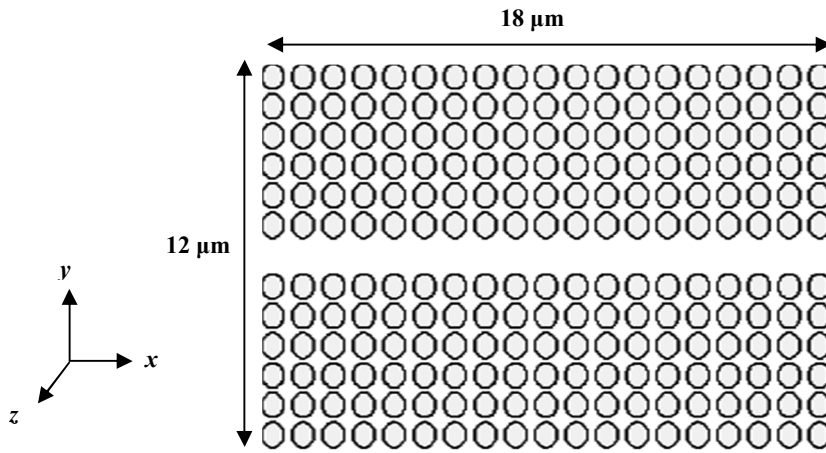


**Figure III. 11:** Spectre de transmission et de réflexion du guide mono rangée  $W_1^K A$  sur une structure triangulaire, calculée par la FDTD-2D.

D'après les courbes de la figure III.11, nous observons un coefficient de transmission important s'étend sur la gamme de longueurs d'ondes  $[0.9 - 1.9] \mu m$ . D'autre part on note une quantité de 98 % à la longueur d'onde  $1.4 \mu m$ , on explique ces maximums par la présence du phénomène de guidage sans pertes qui existe à ces longueurs d'ondes, ce qui montre clairement que la lumière a suivi le chemin le long du guide. Par contre la puissance transmise en voisinage de la longueur d'onde  $1.55 \mu m$  est quasiment nulle, on explique la dégradation de facteur de la transmission par la présence des bandes interdites photonique à cette longueur d'onde.

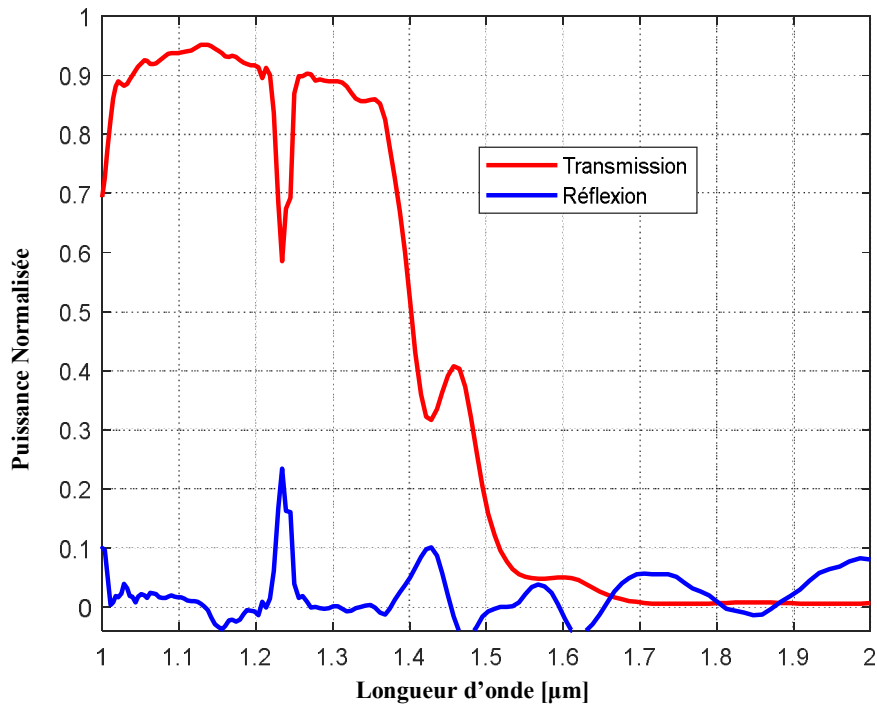
#### III.4.1.1.2. Guide $W_1^K A$ en structure carrée

Examinons un autre guide  $W_1^K A$  d'un réseau carré bidimensionnel de même caractéristiques physique de la structure étudiée précédemment. Le réseau est composé de 19 rangées de long et 6 rangées de large sur chaque part du défaut. Les grandeurs de cette géométrie sont de  $18 \mu m$  de longueur et de  $12 \mu m$  de largeur. La figure suivante schématise la structure à simuler.



**Figure III. 12:** Guide mono rangée  $W_1^K A$  réalisé dans un cristal photonique carrée de trous d'air. Les paramètres sont choisis tel que  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu\text{m}$ ,  $n = 3.24$ ,  $f = 44 \%$  et  $r = 0.36a$ .

Les spectres de la structure étudiée en termes de transmission et de réflexion, sont schématisés sur la figure III.13.

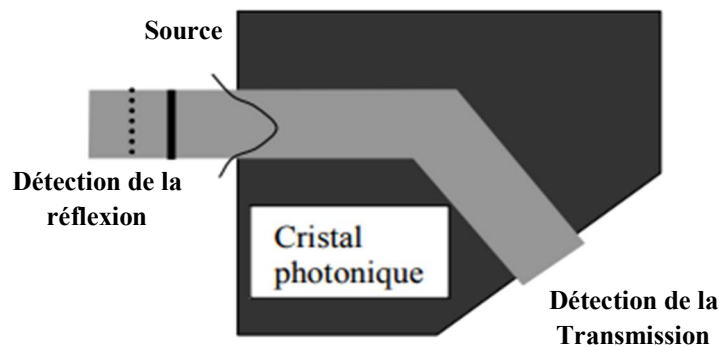


**Figure III. 13:** Courbes de transmission et de réflexion du guide mono rangée  $W_1^K A$  identifié à la figure III.12, calculée par la FDTD-2D.

D'après la figure III.13, on voit clairement que la transmission qui s'étend sur la gamme  $[1 - 2] \mu m$  atteint un niveau de l'ordre de 95 % à la longueur d'onde  $1.13 \mu m$ . On explique ce maximum par la présence du phénomène de guidage sans atténuations qui existe à cette longueur d'onde. D'autre part on note un coefficient de transmission quasiment nulle à la longueur d'onde  $1.55 \mu m$ , ceci est dû à la présence des BIPs à cette longueur d'onde.

### III.4.2. Les guides d'ondes virages

Les virages sont obtenus par la jonction de deux guides  $W_1$  dirigés suivant les axes  $\Gamma K$  et présentent un angle  $\alpha$  entre eux (figure III.14).

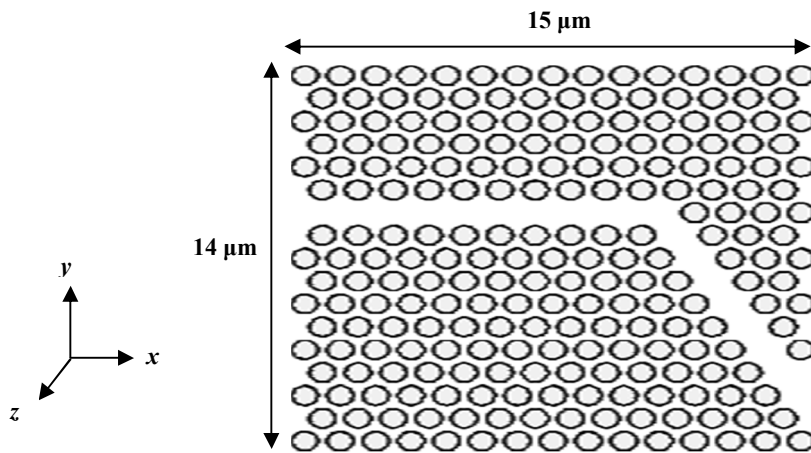


**Figure III. 14:** Schéma présente un exemple d'un guide d'onde virage.

La configuration présentée dans la figure III.15 nous assure un mode guidé sur quasiment toute la gamme de longueur d'onde couverte par la BIP. Par conséquent, dans cette plage fréquentielle monomode, le mode fondamental se trouve préservé d'un couplage à des modes d'ordre élevé au passage du virage, ce qui élimine d'emblée une source possible de pertes. Pour cette raison nous nous sommes intéressés à l'analyse du spectre de transmission d'un virage dans le but de résoudre ces problèmes.

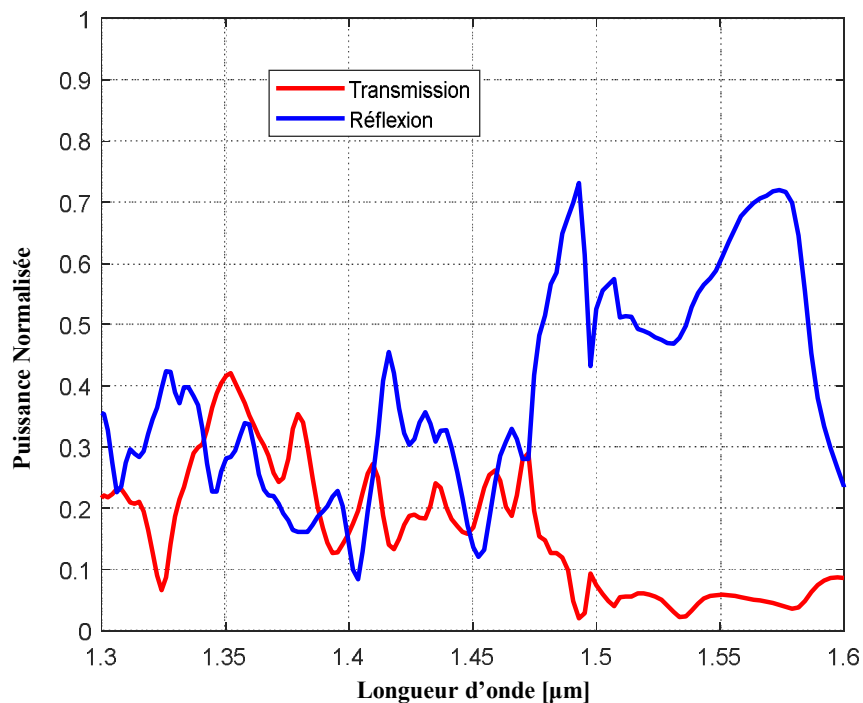
En ce qui concerne les paramètres utilisés lors de nos différentes expériences numériques, la structure est un cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire de trous d'air gravés dans un milieu diélectrique d'indice effectif de 3.24. Les caractéristiques du réseau sont définies pour permettre un fonctionnement aux tours de la longueur d'onde  $1.55 \mu m$ . Le rayon de trous est égal à  $0.36a$ , tandis que le facteur de remplissage en air est de 47 %.

La figure suivante présente le guide courbé à simuler.



**Figure III. 15:** Guide d'onde virage réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air. Les paramètres sont choisis tel que  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu\text{m}$ ,  $n = 3.24$ ,  $f = 47\%$  et  $r = 0.36a$ .

Nous traçons, sur la figure III.16, le résultat de l'expérience numérique FDTD-2D, réalisée sur le virage référence constitué de deux section droites formant un angle  $\alpha$ .



**Figure III. 16:** Réponse numérique en transmission et en réflexion du virage, calculée par la FDTD-2D.

Nous enregistrons d'après le tracé de la réponse spectrale en termes de transmission et de réflexion une baisse quantité de transmission sur toute la gamme de fréquences [1.30 – 1.60]  $\mu m$ , d'autre part on note une transmission maximale à l'alentour de 42 % à la longueur d'onde 1.35  $\mu m$  avec une réflexion maximale de 73 % à la longueur d'onde 1.49  $\mu m$ . Ceci est justifié par le manque du phénomène de guidage dans ce circuit à cause aux altérations accrues au niveau de virage. L'onde n'a pas pu être ni propagée ni guidée à travers le canal, elle est revenue à l'entrée de la jonction. Toutefois, lorsque l'onde se déplace à travers le guide, il en résulte un couplage inefficace entre le mode du guide droit avec celui du guide incliné, ce qui entraîne des pertes importants.

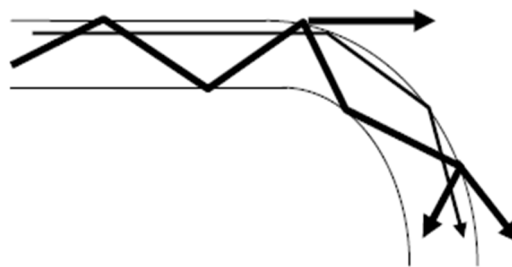
### III.4.3. Etudes des pertes au niveau des virages

On optique intégrée, les pertes sont un problème crucial pour les guides virages à cristaux photoniques. Dans le but de pallier cette problématique et transmettre sur toute la gamme de fréquences associée au gap photonique tout en se préservant des réflexions au virage, la seule solution possible est de revenir aux approches conventionnelles et tuer la résonance [66].

Nous allons citer les principales sources de pertes et les restrictions de l'approche conventionnelle:

#### III.4.3.1. Les pertes par courbure

Lorsque l'onde se propage dans un guide d'onde courbé allant du guide droit vers la courbure du guide, on observe que l'angle de réflexion du guide passe sous l'angle limite de réflexion totale qui génère à chaque réflexion, une puissance importante réfractée à l'extérieur du guide (figure III.17).



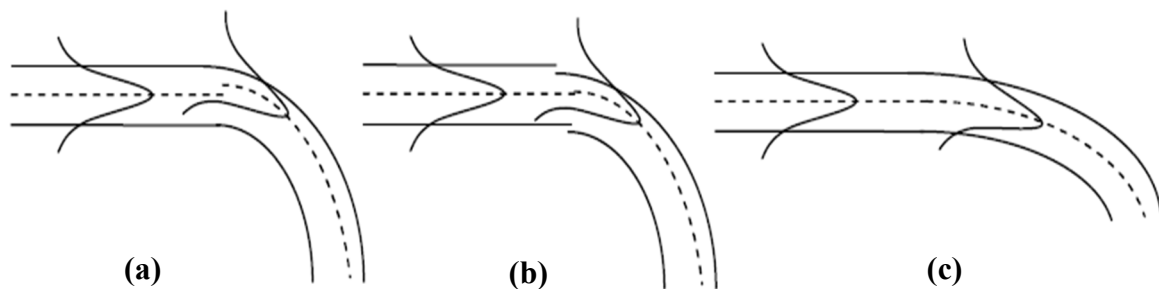
**Figure III. 17:** Schéma présente les pertes par courbure [66].

### III.4.3.2. Les pertes par transition

Il va y avoir une inefficacité de couplage se produit lorsque qu'on couple un mode de guide rectiligne dans un guide courbe, en raison de décalage du mode du guide d'onde courbé vers l'extérieur de virage (figure III.18.(a)).

Dans le but de minimiser ces pertes, on va procéder aux deux approches utilisées souvent en optique guidée [66]:

- Premièrement il faut décaler le guide droit vers l'extérieur de la courbe (figure III.18.(b)).
- La deuxième approche consiste à concevoir un guide d'onde courbé dont la courbure se fera d'une façon adiabatique (figure III.18.(c)). L'importance de cette stratégie réside dans la possibilité de son optimisation qui pourra minimiser les atténuations par courbure.



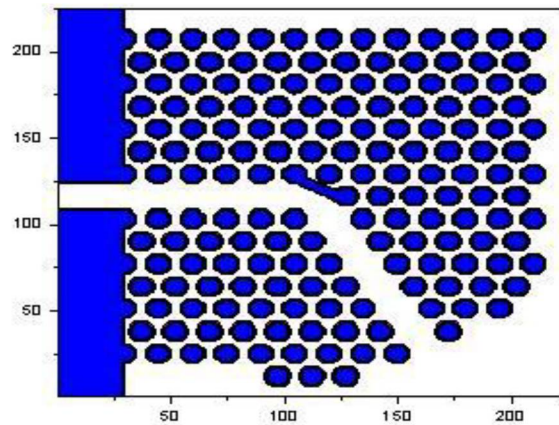
**Figure III. 18:** Schéma présente les altérations par transition dans un guide d'onde courbé et les différentes configurations utilisées pour réduire ces pertes [66].

### III.4.3.3. Les pertes par rugosité aux virages

Même si on suppose que le flux de la lumière est établi d'une manière correcte dans le guide d'onde virage et qu'il respecte les conditions limites de réflexion totale interne lorsque le guide d'onde se courbe, cela ne signifie pas qu'on a sauvé notre structure du guide d'onde ou bien qu'il n'y a pas d'autres pertes, parce qu'il aura un couplage entre les modes guidés et les modes radiatifs entraîné par les rugosités de courbure. Par conséquent des atténuations, d'autant plus importantes que l'énergie lumineuse transportée à l'extérieur du guide est élevée.

Une autre approche est utilisée pour réduire ce type de pertes qui consiste à la combinaison d'un miroir à 45° et cavité faiblement résonante (figure III.19).

La puissance réfractée au niveau de la cavité devrait être réfléchiée et réorientée vers l'intérieur, ce qui augmente la résonance de la cavité. Cette approche développée par l'équipe de MIT, a donné des performances remarquables (transmission 98 %, sur une bande passante de 10 % autour de  $1.55 \mu\text{m}$ ) pour le virage à  $90^\circ$  dans une configuration à haut contraste d'indice des guides classiques [66] [67].



**Figure III. 19:** Configuration du virage CP-2D combinant un miroir réfléchissant [66].

### III. 5. Travaux de littérature sur les virages et les jonctions à base CP-2D

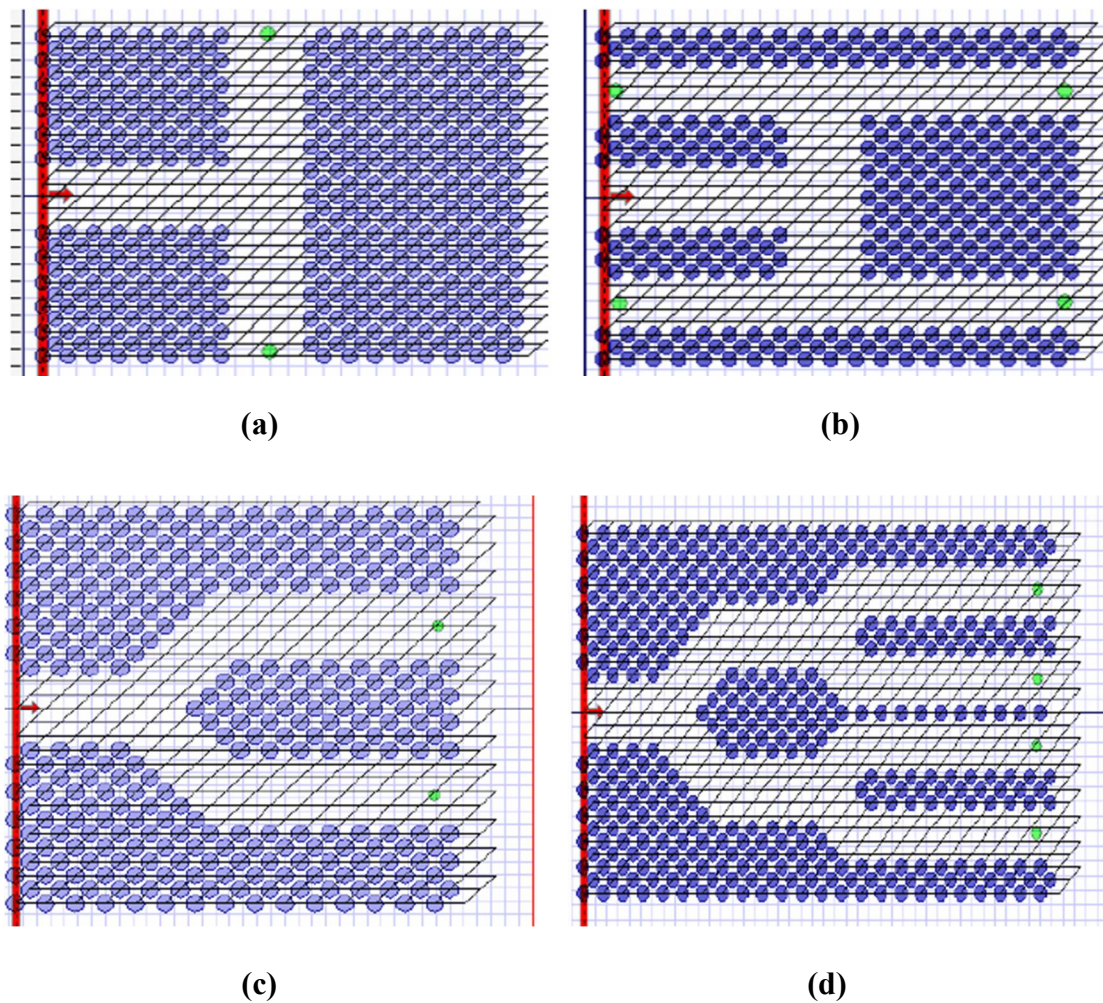
Dans cette section nous allons exposer des exemples de quelques travaux effectués auparavant, parmi les nombreuses recherches sur les diviseurs à base de cristaux photoniques. Donc, nous nous sommes inspirés par ces travaux pour étudier notre problématique en termes de méthodes, la jonction utilisée, les résultats de simulation obtenus, et finalement tirer de quelques idées utiles pour la conception des diviseurs de puissance à base des cristaux photoniques bidimensionnels à maille élémentaire de type triangulaire.

#### III.5.1. Comparaison entre la jonction en Y et la jonction en T

Les jonctions se composent d'une succession de virages et de guide d'ondes. Dans un premier temps, nous montrons une étude comparative entre la jonction T et la jonction Y [68] sur quelques configurations de répartiteurs  $1 \times 2$ ,  $1 \times 3$ ,  $1 \times 4$  et  $1 \times 6$  par la méthode FDTD-2D.

Les structures sont reportées sur la figure suivante.

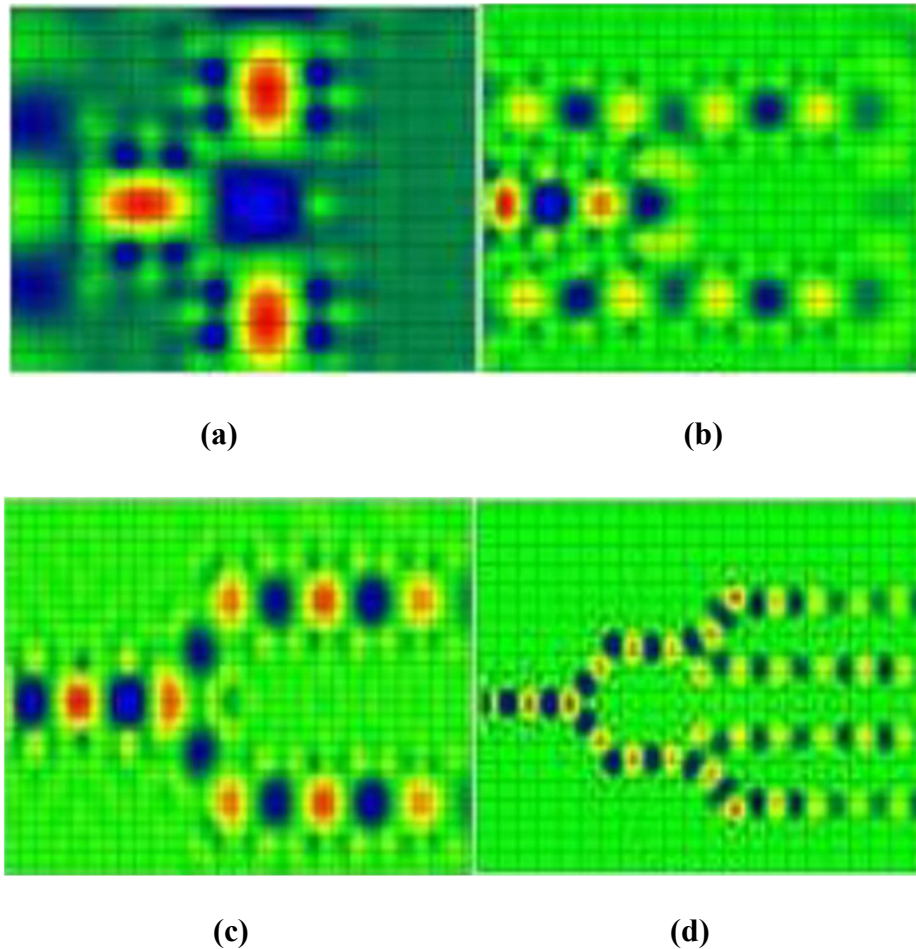




**Figure III. 20:** Structure d'un diviseur, **(a)**  $1 \times 2$  avec une jonction Y, **(b)**  $1 \times 4$  avec une jonction Y, **(c)**  $1 \times 2$  avec une jonction T, **(d)**  $1 \times 4$  avec une jonction T [68].

Après optimisation, les paramètres géométriques des structures sont les suivantes : la constante de réseau  $a = 0.435 \mu m$ , le rayon de trous du cristal photonique  $r = 0.128 \mu m$ , la largeur du canal du guide optimisé  $D = 1.02 \mu m$  [68].

Les résultats de simulation des diviseurs optimisés sont prélevés uniquement sur la longueur d'onde  $\lambda = 1.55 \mu m$ . La figure III.21 présente l'évolution du champ magnétique  $H_z$ .



**Figure III. 21:** La distribution du champ magnétique  $H_z$ , **(a)** la jonction en Y  $1 \times 2$ , **(b)** la jonction en Y  $1 \times 4$ , **(c)** la jonction en T  $1 \times 2$ , **(d)** la jonction en T  $1 \times 4$  [68].

Les résultats de la simulation révèlent que pour le cas idéal (mailles triangulaires), à la sortie de chaque port dans la jonction en T  $1 \times 2$ , l'intensité du champ magnétique a atteint les 46.4 % ayant comme puissance totale de 92.8 % de la puissance injectée à l'entrée alors que pour la jonction en T  $1 \times 4$  la somme des puissances prélevée s'est réduite et enregistrée à 83%.

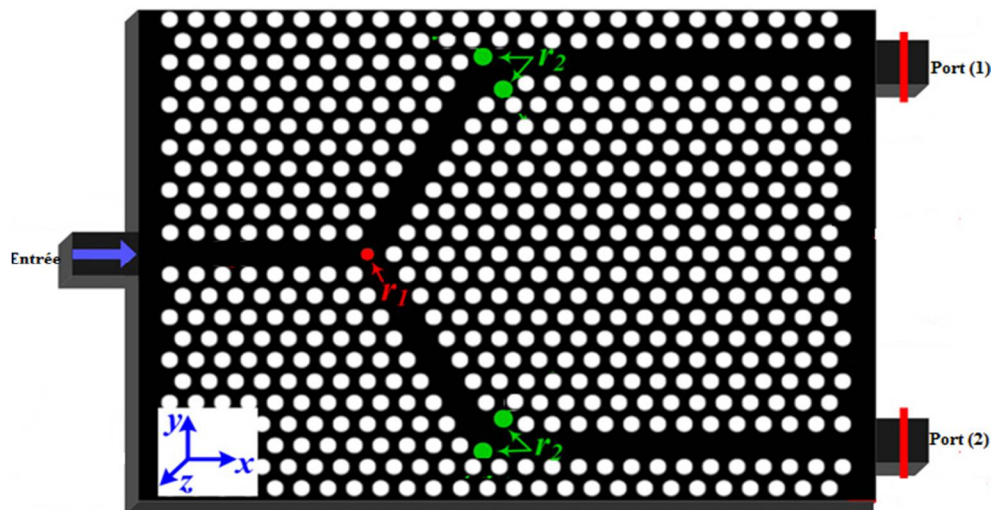
Pour la jonction en Y, les résultats sont nettement mieux par rapport à la jonction en T. En effet la somme des intensités à la sortie des ports a atteint les 100 % pour la jonction  $1 \times 2$  et 86 % pour la jonction  $1 \times 4$ . Ceci prouve l'efficacité de la jonction en Y par rapport à la jonction en T.

### III.5.2. Autres techniques d'optimisation

Il existe plusieurs techniques d'optimisation, on donne un exemple d'une jonction en Y  $1 \times 2$  étudié par [69].

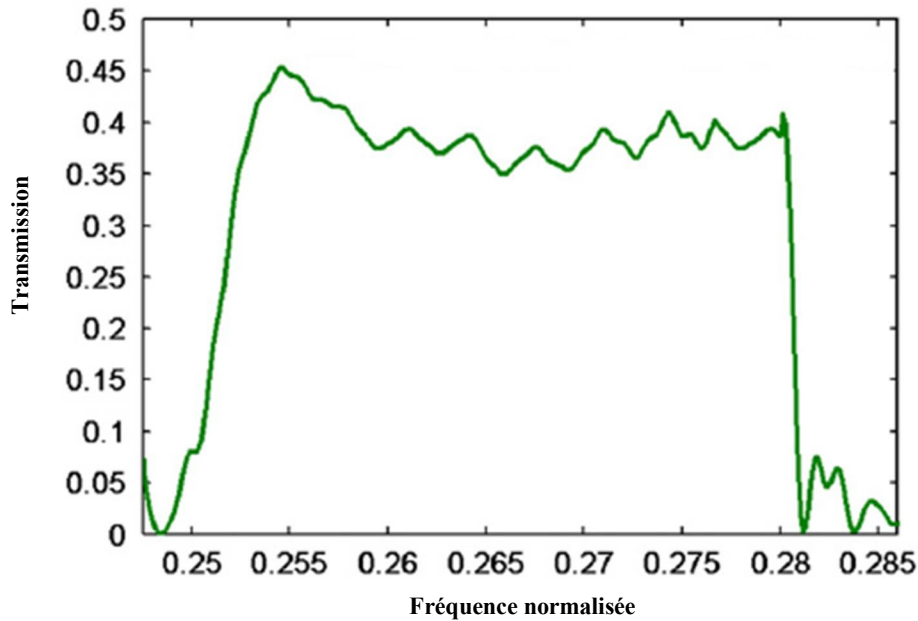
Dans ce travail, les auteurs ont conçu un guide d'onde courbé à double virage de  $60^\circ$  à base des CP-2D, dont le but d'assurer un facteur de transmission important sur une large bande passante.

Pour améliorer les performances de transmission de cette structure les auteurs ont procédé des modifications géométriques dans la région de la courbure. Cette optimisation engendre une augmentation relative de la bande passante de 1.52 % à 6.79 %. Les structures conçues sont modélisées par la méthode de différences finies dans le domaine temporel bidimensionnelle. La géométrie de la jonction en Y ainsi que le spectre en transmission sont représentés sur les figures III.22 et III.23 [69].



**Figure III. 22:** Présentation schématique de la jonction en Y  $1 \times 2$  optimisée [69].

Le procédé d'optimisation de [69] utilise deux techniques principales qui se manifeste par l'ajout des trous et l'élargissement des trous.



**Figure III. 23:** Le spectre de transmission de la jonction en Y  $1 \times 2$  optimisée sur chaque port de sortie [69].

Notons que dans notre thèse, la réalisation de notre projet consiste à exploiter l'idée d'optimisation de [66] et [69], dans la conception des différents diviseurs en utilisant un cristal photonique à deux dimensions CP-2D. Nous avons constaté que la jonction en Y était plus efficace que la jonction T par conséquent notre choix sera porté sur la jonction Y de type triangulaire.

### III. 6. Conclusion

Dans ce chapitre, premièrement nous avons commencé par l'analyse des structures sans défauts à maille carrée et triangulaire. Nous avons découvert que le cristal photonique à maille triangulaire possède une large bande interdite photonique pour le mode de polarisation TE et même un gap photonique complet sous des caractéristiques spécifiques.

Ensuite, nous avons conçu un guide rectiligne mono-rangée  $W_1^K A$  à maille triangulaire et à maille carrée avec un choix judicieux de leurs propres paramètres. Où nous avons évalué les performances du guide en termes de transmission et de réflexion.

Ultérieurement nous avons conçu un autre type des guides, il s'agit d'un guide d'onde virage à réseau triangulaire. Cette structure présente un domaine privilégié des cristaux photoniques étant donné qu'elle permette de réaliser des fonctions optiques dans lesquelles les rayons de courbure sont similaires à la longueur d'onde. Dans le but d'améliorer le facteur de transmission et d'élargir la bande passante, nous avons exposé plusieurs travaux de littérature.

---

Dans le chapitre suivant, nous allons compléter la fonction du guidage, tout en focalisant notre étude et nos simulations sur la conception des diviseurs ultra-compacts.

# Chapitre IV



Les diviseurs à base de la jonction Y  
dans les cristaux photoniques 2D

## IV.1. Introduction

Avec l'évolution de l'optique intégrée, les diviseurs de puissance [70] basés sur les cristaux photoniques sont devenus des composants clés, qui jouent un rôle multi fonctionnel important dans les circuits intégrés photoniques utilisés dans de nombreux systèmes. Idéalement, ils sont capables de guider la lumière autour de virages serrés ou de séparer de manière identique un faisceau lumineux incident en deux sorties ou plus avec des polarisations linéaires orthogonales qui se déplacent dans différentes directions [71], mais sans réflexion significative ni perte de rayonnement.

Récemment les diviseurs sont été étudiés par plusieurs chercheurs pour leurs nombreuses applications dans WDM (Wavelength Division Multiplexing) [72] et la communication optique. Il existe plusieurs façons de diviser le signal optique d'un canal d'entrée en deux ou plusieurs canaux de sortie tels que l'effet d'interférence multimode (MMI) [73], ou par couplage directionnel entre deux ou plusieurs guides d'onde [6]. A notre connaissance, le diviseur le plus simple est celui en jonction Y [74] [75], où leur conception se compose de trois guides d'ondes uniques réunis à  $120^\circ$ , ce qui conduit à fortes réflexions et à un fonctionnement à large bande étroite [76].

Ce chapitre s'articule autour des différents composants élémentaires nécessaires à la réalisation d'un lien optique qui sont les diviseurs de faisceau, ces dispositifs devraient répondre aux exigences démultiplexage en longueur d'onde. Chaque partie contient un nouveau diviseur à base de la jonction Y, avec la modification appropriée puisque ce type de composant présente beaucoup de pertes notamment les pertes par courbure au niveau des virages. Par la suite une comparaison avec la littérature est faite.

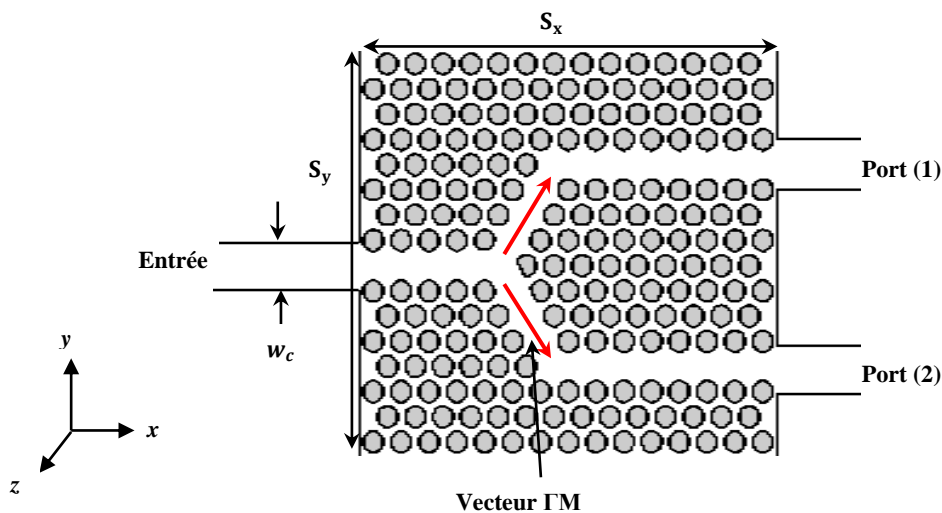
## IV.2. Description du diviseur $1 \times 2$ à base de la jonction Y

### IV.2.1. Structure non modifiée du diviseur en Y $1 \times 2$

Dans cette partie, nous essayons d'étudier la structure de base du diviseur  $1 \times 2$  en jonction Y. Tout d'abord nous considérons un CP-2D à maille triangulaire de trous d'air sur membrane implantée InP dopée InP/GaInAsP/InP. La structure CP est définie par les paramètres suivants : l'indice de réfraction effectif  $n_{eff} = 3.24$  incorporé dans l'air, le rayon normalisé de trous d'air  $r = 0.36a$ , un facteur de remplissage en air est d'environ 47 %.

Dans nos simulations, on s'intéresse uniquement à la polarisation TE. Pour cette dernière, il s'agit des champs ( $H_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$ ). Ces paramètres permettent d'ouvrir un intervalle de bande interdite photonique de fréquence normalisée  $a/\lambda$  allant de 0.241 à 0.311, où  $\lambda$  est de  $1.55 \mu m$  correspondant à la longueur d'onde optique.

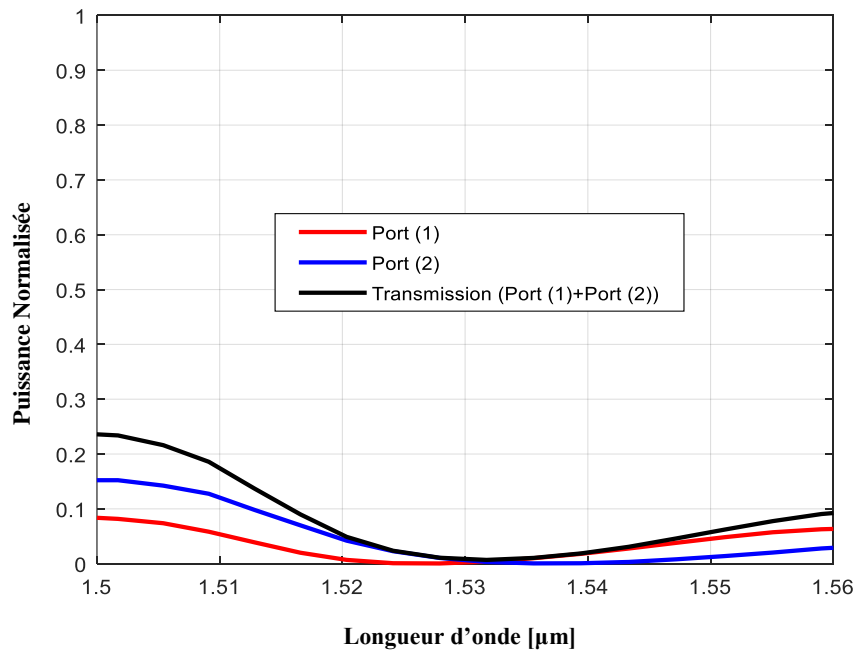
Le diviseur en Y  $1 \times 2$  est réalisé par l'omission d'une rangée de trous suivant la direction de vecteur  $\Gamma M$  sur la structure de base pour obtenir deux ports de sortie, dont chaque port de sortie forme un angle de  $60^\circ$  avec l'axe horizontal. Les dimensions de cette structure sont :  $S_x = 19 \mu m$  de longueur,  $S_y = 14 \mu m$  de largeur, ce qui fait 16 rangées de long et 15 rangées de large. Dans nos simulations le pas de discrétisation spatial est choisi  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$  et le nombre total d'itérations est de 50000. La structure à simuler est représentée sur la figure IV.1.



**Figure IV. 1:** Structure schématique du diviseur  $1 \times 2$  excité en mode TE. Le cristal photonique bidimensionnel est un réseau à maille triangulaire de trous d'air de rayon  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont :  $S_x = 19 \mu m$ ,  $S_y = 14 \mu m$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ .

Les performances de la jonction non modifiée Y  $1 \times 2$  en termes de transmission et de réflexion sont illustrées sur la figure IV.2.



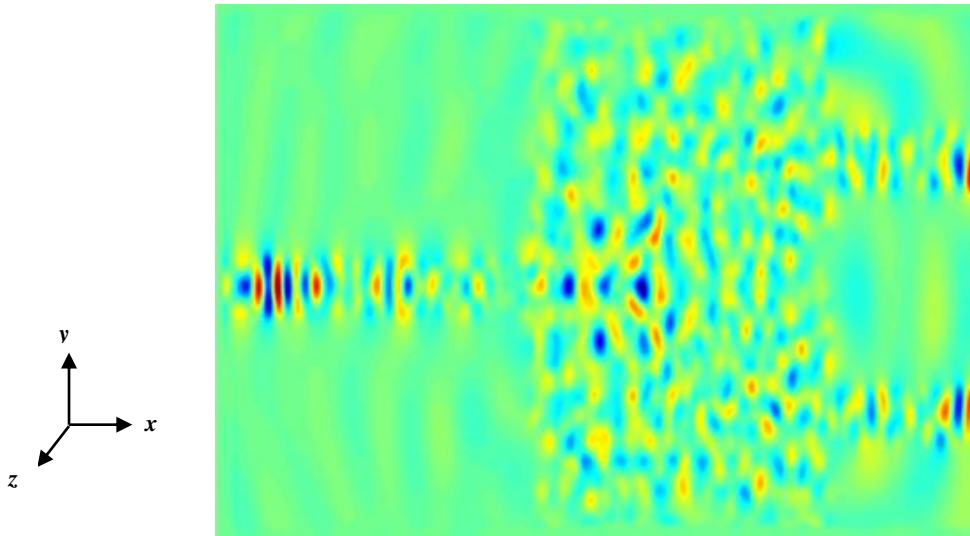


**Figure IV. 2:** Réponse spectrale en transmission de la jonction Y 1×2 non optimisée calculée aux différents ports du diviseur.

Nous avons étudié les performances de cette structure en termes de transmission et de réflexion par la méthode FDTD-2D, deux détecteurs installés sur chaque coude  $60^{\circ}$  afin de calculer le flux de puissance en sortie, dont un est placé à la sortie du canal 1 (port 1) et l'autre à la sortie du canal 2 (port 2). Les résultats de la simulation montrent clairement la faible transmission qui s'étend sur la plage de longueur d'onde qui est de  $1.53 \mu m$  à  $1.56 \mu m$  à travers chaque canal de sortie (port 1 et port 2), d'ailleurs le maximum de transmission ne dépasse pas 25 % sur toute la gamme de longueur d'onde, et de l'ordre de 6 % autour de la fréquence  $1.55 \mu m$ . Ceci explique qu'il n'y a pas de modes guidés dans ce dispositif à cause des pertes au niveau des virages. Cependant, la discontinuité de la jonction Y et la courbe  $60^{\circ}$  sont les responsables de cette faible transmission, pendant le passage de l'onde, le mode du guide droit va se coupler avec celui du guide courbé, par la suite un désaccord modal au niveau de la jonction, ce qui provoque une dissipation ou bien l'onde ne peut pas se propager dans les ports 1 et 2 et une grande partie de l'onde est réfléchi, ce qui en résulte une faible transmission.

Ceci est visible sur la figure IV.3 qui schématise la distribution du champ électrique à l'itération 4500. En effet l'onde incidente au niveau de la jonction Y non optimisée est réfléchi dans le sens inverse pour faire un retour vers le point d'émission.

Ce qui implique une optimisation du système pour un bon fonctionnement.



**Figure IV. 3:** Répartition du champ électrique de la jonction Y  $1 \times 2$  non optimisée dans le mode TE avec 4500 itérations.

#### IV.2.2. Structure modifiée du diviseur en Y $1 \times 2$

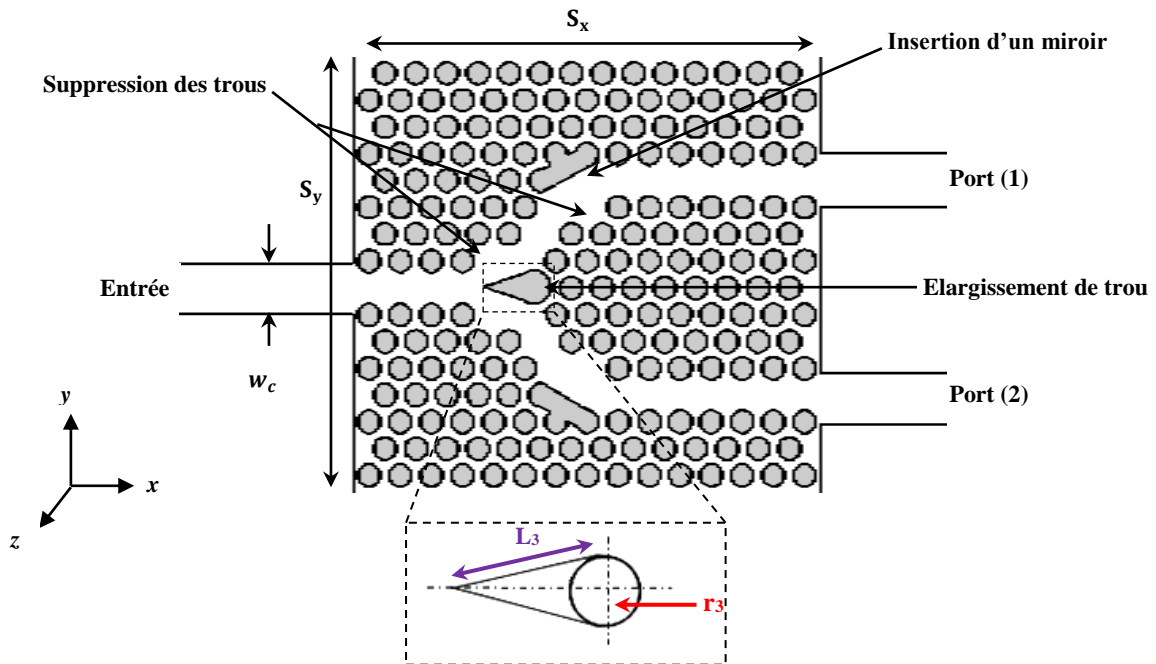
Dans le but de maintenir une propagation mono mode avec de faibles pertes et d'élargir la bande passante avec si possible une réflexion nulle, Il est nécessaire d'effectuer des changements de directions compacts et efficaces de la lumière dans la structure de la jonction Y  $1 \times 2$ . Deux solutions peuvent être envisagées :

- Réaliser un miroir exposé déjà dans le chapitre précédent [66] [78],
- Déplacement, suppression des trous, et ajout du triangle dans la région de division [77].

Nous allons aborder la modification de la topologie de la structure du diviseur Y  $1 \times 2$ , où nous nous sommes inspirés des travaux de [66] [78], la première modification consiste à serrer le virage dont en insérant un miroir dans les coins de virage de référence pour tenter de ramener les lobes écartés du virage de la jonction vers l'intérieur du virage, il est obtenu en creusant une tranchée d'air, orientée suivant les seconds voisins, au niveau de la pointe du coude de jonction de référence (figure IV.3).

La deuxième technique est basée sur la suppression des trous sur chacun des deux coudes et ceux situés en face des miroirs, ainsi l'augmentation du rayon de celui qui se trouve au milieu de la jonction, et l'insertion d'un triangle dans ce dernier.

Cependant, le triangle est ajouté dans la région de division [77] spécialement pour répartir l'onde d'entrée mono mode en deux ondes mono modes traversant les deux ports de sortie (port 1 et port 2) et de minimiser le problème des modes d'ordre supérieurs entre la jonction  $120^\circ$  et le coude  $60^\circ$ , finalement on aura la nouvelle structure du diviseur Y  $1 \times 2$  modifié qui est illustrée dans la figure IV.4.

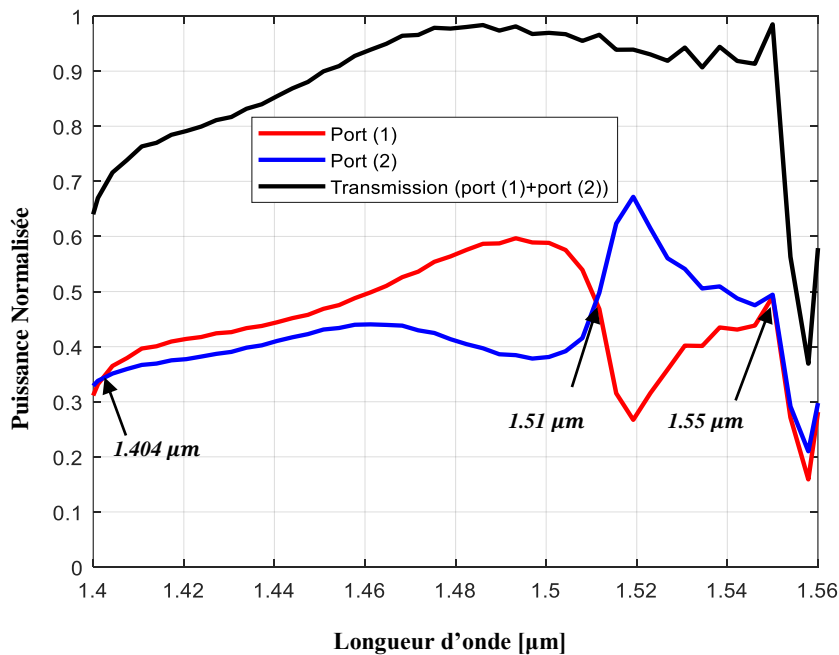


**Figure IV. 4:** La structure optimisée du diviseur  $1 \times 2$  excité en mode TE basée sur un cristal photonique bidimensionnel qui est un réseau à maille triangulaire de trous d'air de rayon  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont :  $S_x = 19 \mu m$ ,  $S_y = 14 \mu m$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ , et le zoom de triangle ajouté qui a les paramètres suivants :  $L_3 = 2.56 \mu m$  et  $r_3 = 0.53a$  [77].

### IV.2.3. Analyse de la jonction Y $1 \times 2$ modifiée

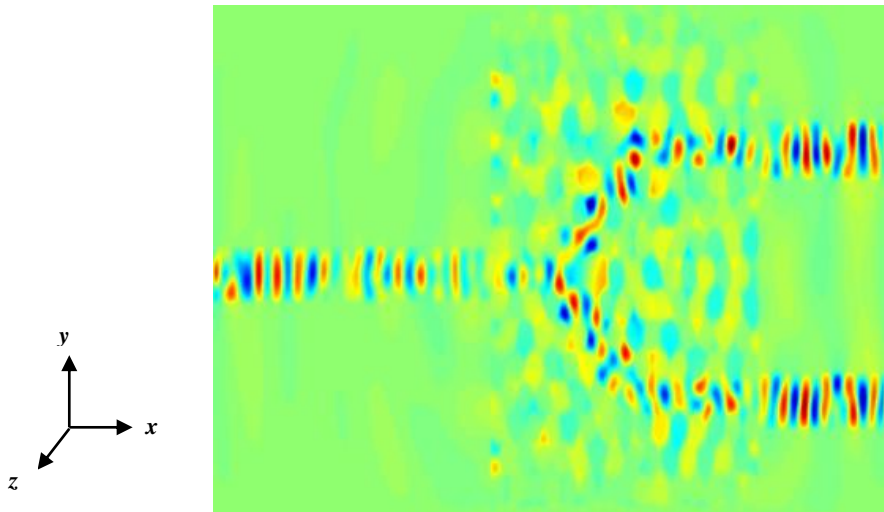
Pour améliorer la transmission de puissance aux canaux de sortie nous avons modifié la jonction Y et la courbe  $60^\circ$  adjacente. La figure IV.5 montre les performances de la puissance transmise en sortie du diviseur optimisé Y  $1 \times 2$  en fonction de modifications. Le graphe expose bien l'efficacité de la structure optimisée, dont on obtient une puissance transmise de 49.33 % sur chaque port de sortie à la longueur d'onde  $1.55 \mu m$ , ce qui présente l'endroit idéal où la transmission maximale peut atteindre 98.66 %.

On note que le rôle d'introduction de triangle au centre du diviseur optimisé Y, est d'empêcher l'excitation de modes d'ordre supérieurs, ainsi la réduction de volume du canal, ce qui résulte une répartition égale et efficace de la puissance obtenue pour les deux ports de sortie à la longueur d'onde de  $1.55 \mu\text{m}$  et une réflexion quasiment nulle. Le mode guidé n'est pas influencé par l'accident causé par les coins du diviseur, permettant ainsi l'onde de suivre la direction de la jonction, ces résultats semblent une bonne performance.



**Figure IV. 5:** La réponse spectrale en transmission aux deux ports de sortie du diviseur optimisé Y  $1 \times 2$ . La puissance séparée équitablement entre les deux ports de sortie. La puissance totale enregistrée à la longueur d'onde  $1.55 \mu\text{m}$  est égale à 98.66 % calculée par la méthode FDTD-2D.

Les travaux de [79] ont montré qu'une mauvaise transmission peut provenir d'une inadéquation modale de la jonction. Si le mode entrant a de l'espace pour se développer dans la jonction, il excite les modes d'ordre supérieur qui sont soit avec perte, soit ne peuvent pas se propager à travers les courbures de guide d'onde. Ainsi, une grande partie de la lumière entrante est réfléchiée ce qui provoque une transmission médiocre. En plaçant le triangle au milieu de la jonction, l'onde incidente est divisée en deux parties et propagée sur le canal de chaque sortie. Ici, les dimensions de triangle jouent un rôle important pour distribuer l'onde incidente mono mode dans deux ondes monomodes traversant les deux canaux de sortie. Les propriétés de transmission sont nettement améliorées avec cette nouvelle configuration, ceci est très bien visible sur la figure IV.6 schématisant la distribution du champ électrique pour 3000 itérations dans la jonction Y  $1 \times 2$  excitée en polarisation TE.



**Figure IV. 6:** Répartition du champ électrique du diviseur Y  $1 \times 2$  optimisé et excité en mode TE pour 3000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisi tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ .

D'autre part, le diviseur peut également fonctionner avec deux autres longueurs d'onde, avec une répartition efficace de la puissance. La première enregistrée à la longueur d'onde de  $1.404 \mu m$ , qui se trouve sur la bande E du spectre de communication optique. La deuxième marquée à la longueur d'onde de  $1.51 \mu m$ , qui se trouve sur la bande S du spectre, avec une réflexion quasiment nulle. Basant sur ces résultats, on conclure que le diviseur peut être utilisé dans des différents spectres de communication optique afin de répondre à certaines applications. Cette propriété de multiple longueur d'onde de fonctionnement, n'a pas été mentionnée auparavant, ce qui montre les bonnes performances du dispositif optimisé.

### IV.3. Description du diviseur $1 \times 3$ à base de la jonction Y

#### IV.3.1. Structure du diviseur en Y $1 \times 3$ non modifiée

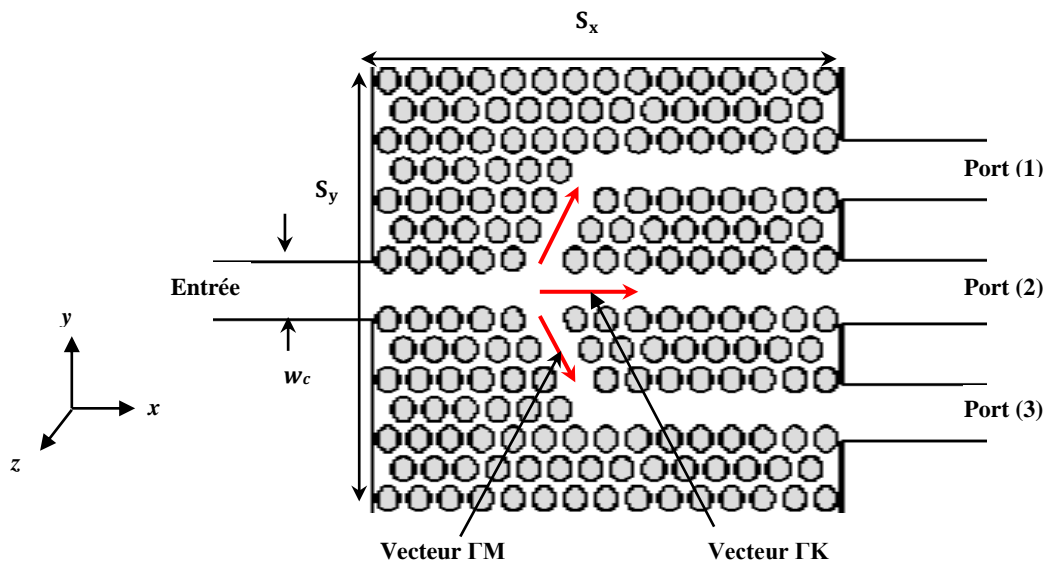
En se basant sur les résultats analysés par la méthode FDTD de la jonction modifiée et non modifiée dans la section précédente, nous allons investir le diviseur de puissance  $1 \times 3$ .

La conception du diviseur en Y  $1 \times 3$  est formée par une jonction Y avec un angle de 120 degrés et un seul guide d'onde connecté au milieu de la jonction, où les canaux de sortie ont un courbe supplémentaire de 60 degrés qui est parallèle au port d'entrée [79].

Le diviseur de puissance de base  $1 \times 3$  est réalisé par un seul port d'entrée et trois ports de sortie.

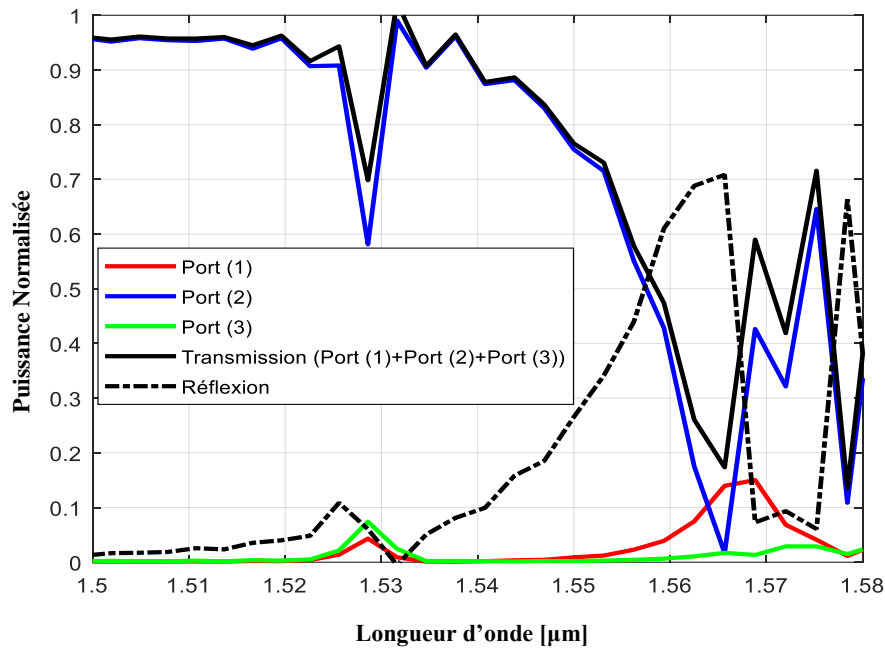
Ce dispositif est composé par la jonction Y  $1 \times 2$  en créant deux défauts orientés vers le vecteur  $\Gamma M$  pour obtenir deux ports de sortie et un second défaut orienté vers la direction  $\Gamma K$  en enlevant une rangée de trous d'air pour obtenir le troisième port de sortie, où chaque port de sortie forme un angle de 60 degrés avec chacun d'eux.

Les dimensions de cette structure sont :  $S_x = 21 \mu m$  de longueur,  $S_y = 14 \mu m$  de largeur, la maille FDTD est  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ . La structure à simuler est représentée sur la figure IV.7.



**Figure IV. 7:** La structure de la jonction en Y  $1 \times 3$  non optimisée excitée en mode TE. Le réseau est un cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire de trous d'air  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont :  $S_x = 21 \mu m$ ,  $S_y = 14 \mu m$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ .

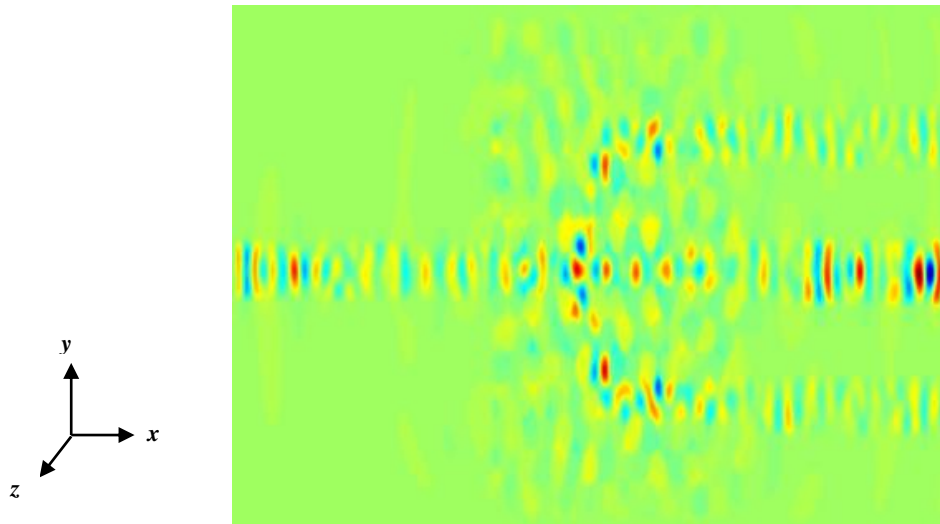
La figure IV.8 illustre la réponse spectrale en transmission de la jonction en Y  $1 \times 3$  excitée en mode TE.



**Figure IV. 8:** La réponse spectrale en transmission et en réflexion de la jonction Y  $1 \times 3$  non optimisée calculée par la méthode 2D-FDTD aux différents ports de sortie du diviseur.

A partir du graphe nous remarquons clairement la faible transmission du diviseur Y  $1 \times 3$  non optimisé simulé par la méthode FDTD-2D, enregistrée au niveau des canaux de sortie (1) et (3) dans la gamme des longueurs d'ondes  $[1.50 - 1.58] \mu m$ . Il est visible que le guide d'onde de la sortie centrale (port 2) reçoit la plus grande quantité de puissance injectée à l'entrée du diviseur que les deux autres ports de sortie, c'est-à-dire une inefficace division de l'onde d'entrée aux ports de sortie, avec une réflexion intéressante observée à la longueur d'onde  $1.565 \mu m$ . Ceci explique le manque de guidage dans ce dispositif, dû aux atténuations accrues dans les corners supérieurs et inférieurs et aux pertes entre le guidage d'onde et la section de division d'onde. L'onde n'a pas pu être guidée à travers les canaux de la jonction ce qui résulte son retour à l'entrée.

La figure IV.9 montre la répartition du champ électrique de la structure Y  $1 \times 3$  non modifiée, simulée par la FDTD-2D pour 4000 itérations.



**Figure IV. 9:** La distribution du champ électrique de la jonction en Y  $1 \times 3$  non optimisée excitée en mode TE après 4000 itérations.

L'allure de la distribution du champ électrique de la figure IV.9 montre la propagation de l'onde dans la jonction en Y  $1 \times 3$  pour l'itération 4000. Nous remarquons clairement la diffraction de la lumière dans la région entre les virages de la jonction et le retour de la plupart de l'onde injectée à la sortie centrale ce qui se traduit par un niveau très élevé du coefficient de transmission sur le port 2.

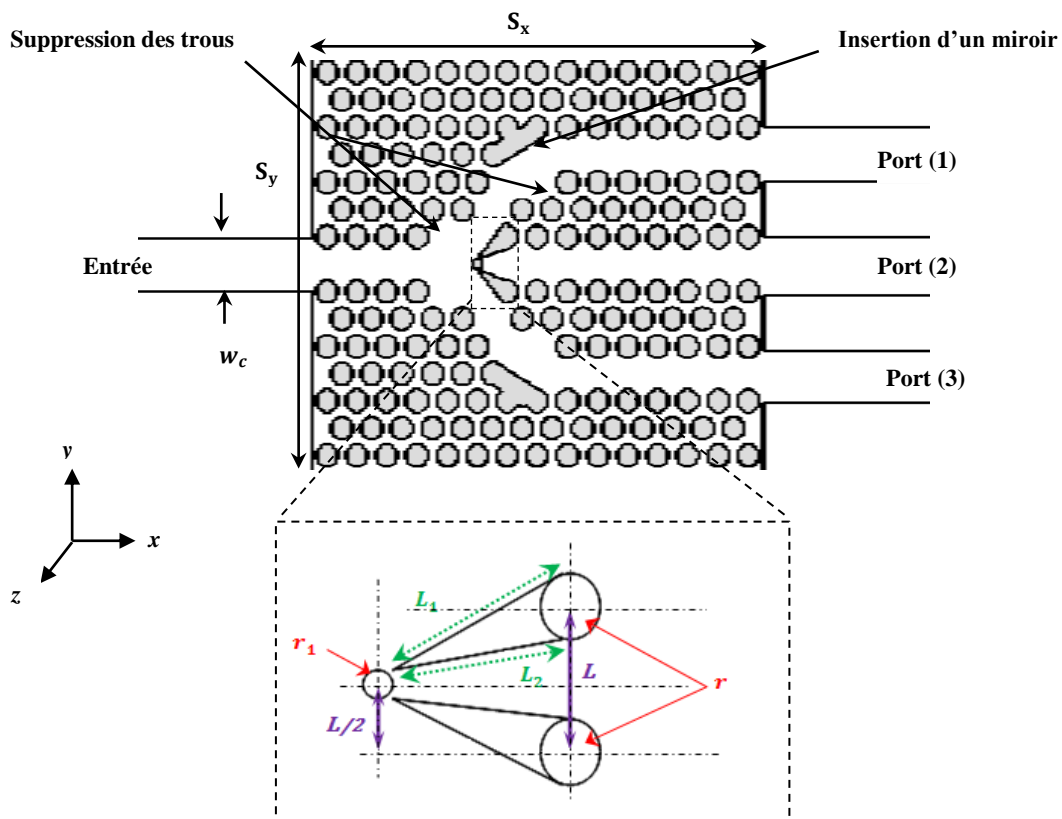
### IV.3.2. Structure du diviseur en Y $1 \times 3$ modifiée

Dans cette section nous allons concentrer sur l'optimisation de la structure précédente de la jonction en Y  $1 \times 3$  pour améliorer la transmission de la topologie précédente et obtenir une large bande passante à la sortie de la jonction. Cette optimisation est réalisée par l'introduction des modifications au niveau de la géométrie de référence pour remédier la faible transmission due aux pertes, où nous sommes inspirés des travaux de [80] [81].

Pour cela nous utilisons les deux techniques déjà utilisées pour l'optimisation de la jonction en Y  $1 \times 2$ , avec une modification différente au niveau de second port (Port 2), qui consiste à ajouter un trou de rayon  $r_1$  au milieu de la région de division, comprenant deux triangles de sorte que le cercle déjà ajouté, se trouve au milieu de la distance entre eux, comme c'est montré sur la figure IV.10, ce défaut fonctionne comme un réducteur de puissance pour le deuxième port de sortie.

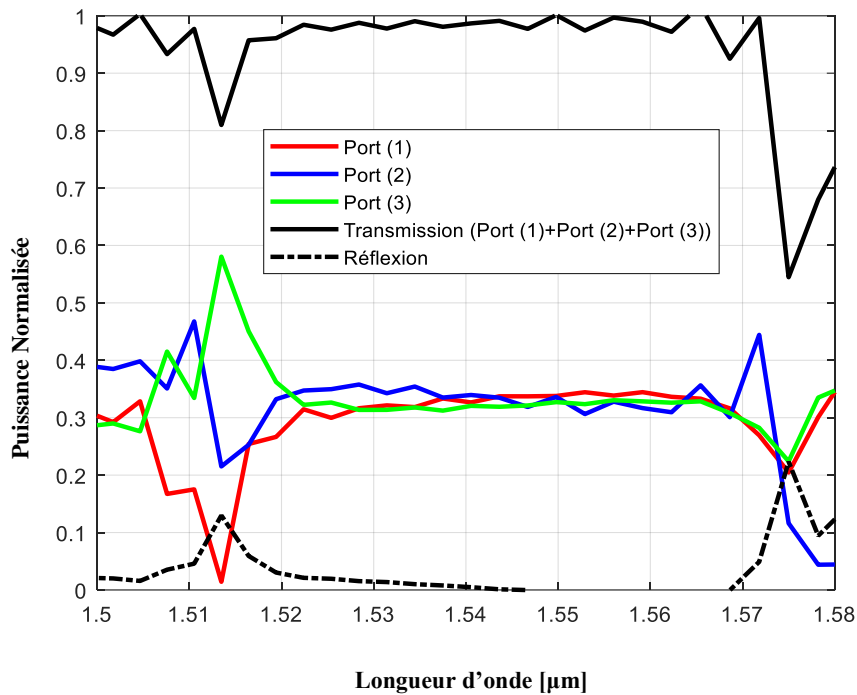


Le réseau est une structure photonique à maille triangulaire de trous d'air  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique InP/GaInAsP/InP d'indice effectif 3.24 et un facteur de remplissage est d'environ 47 %. Ces paramètres permettent d'ouvrir une large bande interdite pour le mode TE autour de la longueur d'onde  $1.55 \mu\text{m}$ . Les dimensions de cette structure sont  $S_x = 21 \mu\text{m}$  de longueur,  $S_y = 14 \mu\text{m}$  de largeur, le pas de discrétisation spatiale est  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu\text{m}$ .



**Figure IV. 10:** La structure optimisée du diviseur en Y  $1 \times 3$  excité en mode TE basée sur un cristal photonique bidimensionnel qui est un réseau à maille triangulaire de trous d'air de rayon  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont :  $S_x = 21 \mu\text{m}$ ,  $S_y = 14 \mu\text{m}$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu\text{m}$  et le zoom de défaut ajouté au milieu avec les paramètres suivants :  $L = 3.4641 \mu\text{m}$ ,  $L_1 = 1.56 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 1.04 \mu\text{m}$  et  $r_1 = 0.16a$  [82].

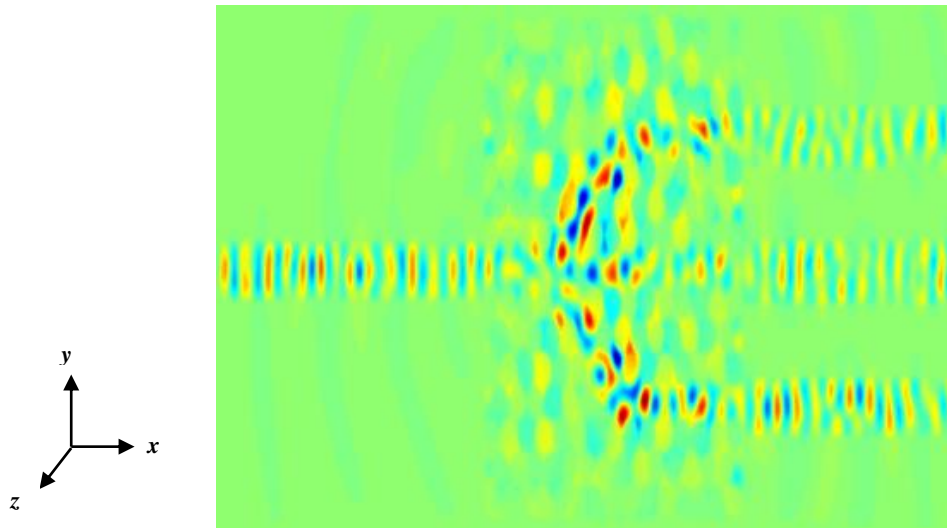
La figure IV.11 présente les spectres de transmission et de réflexion de la jonction en Y  $1 \times 3$  optimisée obtenus par simulation FDTD-2D.



**Figure IV. 11:** Les spectres en transmission et en réflexion sur chaque port de sortie du diviseur en Y  $1 \times 3$  optimisé obtenus par simulation FDTD-2D [82].

Après l'optimisation, la figure IV.11 montre bien l'efficacité de la structure optimisée. Nous constatons qu'il y a une distribution efficace de l'onde dans les trois ports de sortie à la longueur d'onde d'intérêt  $1.55 \mu m$  qui est proche de l'idéal, où la transmission est de 33.8 % à la sortie 1, 33.4 % à la sortie 2, et 32.7 % à la sortie 3 avec une quantité de transmission totale 99.9 %, ce résultat décrit un point de parfaite division, équitable et efficace. D'autre part, on note que notre topologie présente une répartition presque égale et efficace sur toute la gamme de fréquence  $[1.516 - 1.569] \mu m$ , où la transmission dépasse 32.7 % pour chaque port de sortie ce qui justifie que le mode guidé n'est pas influencé par l'accident causé par les angles du diviseur, permettant ainsi l'onde de suivre la direction de la jonction.

Les propriétés de transmission sont nettement améliorées avec cette nouvelle configuration, ceci est très bien visible sur la figure IV.12 schématisant la distribution du champ électrique à l'itération 7000.



**Figure IV. 12:** Répartition du champ électrique de la jonction en Y 1×3 optimisée excitée en mode TE pour 7000 itérations. Le pas de discrétisation spatiale est choisi tel que :  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ .

L'allure de la distribution du champ électrique de la figure IV.12 montre clairement la distribution efficace de l'onde dans les différentes branches de la jonction. L'amélioration du guidage de l'onde dans la jonction est due notamment à l'effet des miroirs réfléchissants ainsi qu'aux différentes techniques utilisées. Ceci a permis à l'onde de suivre les différentes directions de la jonction étudiée.

#### IV.4. Description du diviseur 1×6 à base de la jonction Y

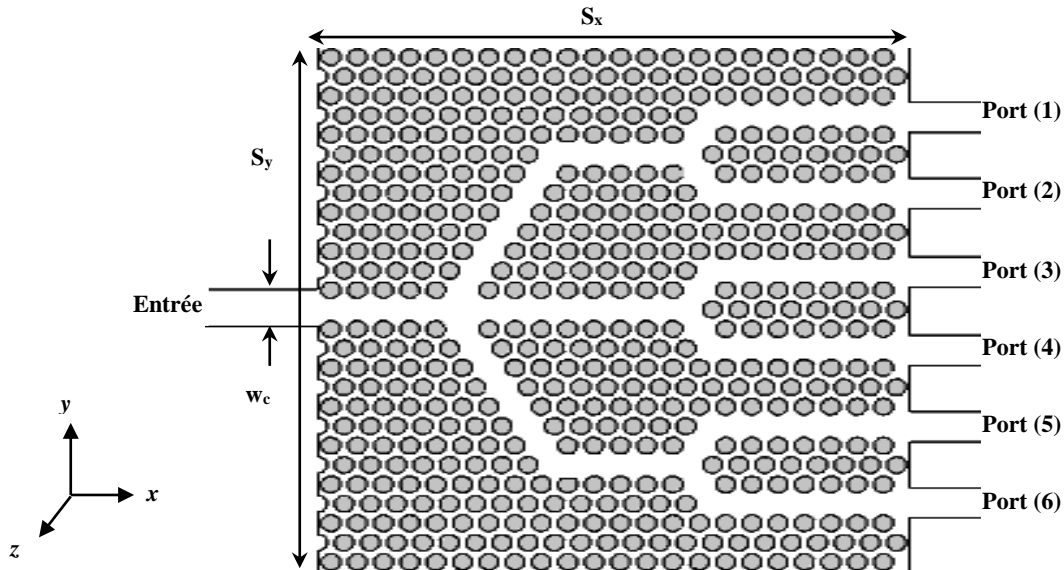
##### IV.4.1. Structure du diviseur en Y 1×6 non modifiée

Afin de réaliser la structure d'un diviseur 1×6 on garde la même structure du diviseur 1×3 vue précédemment et avec les mêmes propriétés physiques et géométriques en divisant encore chaque sortie en deux, inspiré de [75]. On obtient donc six ports à la sortie du diviseur en Y 1×6.

Dans nos simulations, on s'intéresse uniquement à la polarisation TE. Pour cette dernière, il s'agit des champs  $(H_x, H_y, E_z)$ . Le réseau est un cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire de trous d'air  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique InP/GaInAsP/InP d'indice effectif 3.24 et un facteur de remplissage est d'environ 47 %.

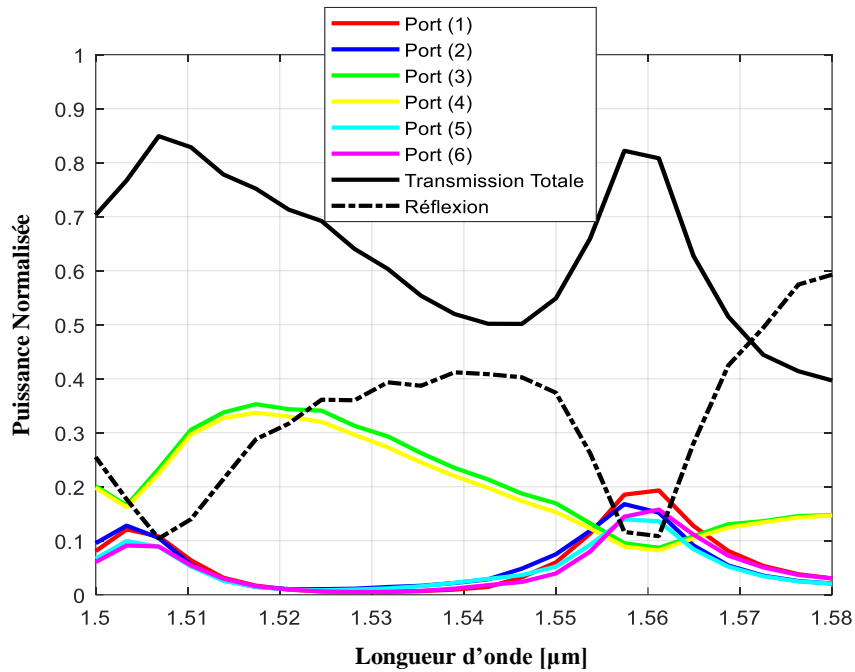
Les dimensions de cette structure sont  $24 \mu m$  de longueur et de  $26 \mu m$  de largeur.

Dans nos simulations le pas de discrétisation spatial est choisi  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$  et le nombre total d'itérations est de 50000. La structure à simuler est représentée sur la figure IV.13.



**Figure IV. 13:** Schéma descriptif de la structure en Y 1×6 non optimisée, excitée en mode TE basée sur un cristal photonique 2D à maille triangulaire de trous d'air de rayon  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont :  $S_x = 24 \mu m$ ,  $S_y = 26 \mu m$  et  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ .

La figure IV.14 illustre la réponse spectrale en transmission et en réflexion de la jonction en Y 1×6 excitée en mode TE.

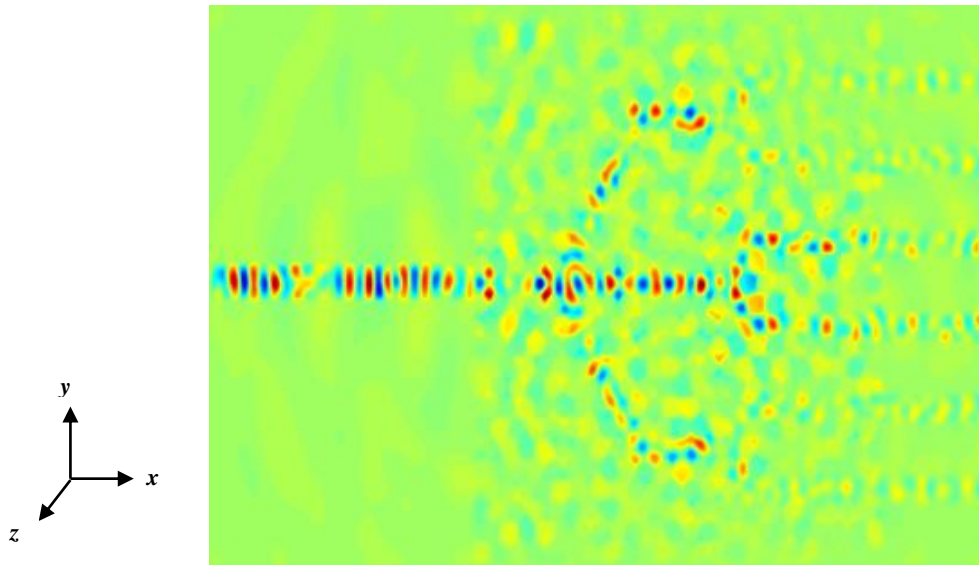


**Figure IV. 14:** Réponse spectrale en transmission et en réflexion de la jonction Y  $1 \times 6$  non optimisée, calculée aux différents ports de sortie.

Les résultats de la simulation enregistrés sur la figure IV.14, obtenus par la FDTD-2D montrent clairement la faible transmission marquée dans la gamme des longueurs d'ondes  $[1.50 - 1.58] \mu m$ , nous enregistrons aussi une faible transmission sur les six ports de sortie (port 1, port 2, port 3, port 4, port 5 et port 6), nous signalons que la puissance réfléchie est importante.

Ceci explique qu'il n'y a pas des modes guidés dans ce diviseur, due aux pertes accrues dans les coins supérieurs et inférieurs. L'onde est retournée à l'entrée et n'a pas pu guider à travers le canal de la jonction.

Les résultats de la simulation FDTD-2D du champ électrique du diviseur  $1 \times 6$  en jonction Y pour 4500 itérations sont montrés sur la figure suivante :



**Figure IV. 15:** Répartition du champ électrique du diviseur en Y  $1 \times 6$  non optimisé excité en mode TE pour 4500 itérations.

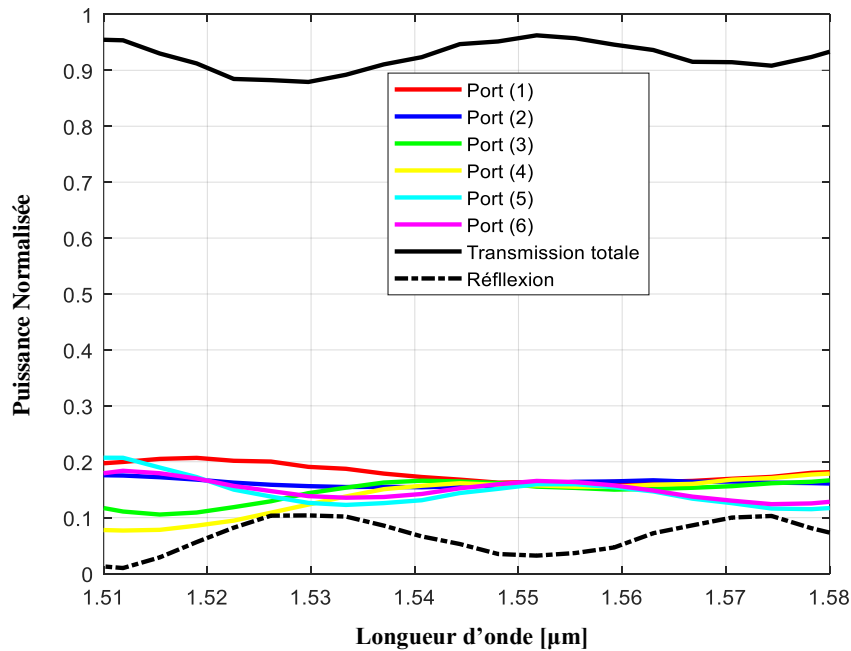
Pareille au diviseur en Y  $1 \times 3$  non optimisé, le diviseur en Y  $1 \times 6$  présente des lacunes notamment ceux de la réflexion et ça engendre beaucoup de perte, ce qui nous résulte une faible transmission du champ électrique comme c'est montré sur la figure IV.15 où on observe une grande densité du champ électrique qui se dissipe peu à peu dans la structure ainsi que le retour de la puissance à l'entrée.

#### IV.4.2. Structure du diviseur en Y $1 \times 6$ optimisée

De même que pour les structures précédentes, on procède le processus d'optimisation avec les mêmes techniques décrites précédemment utilisées pour optimiser la transmission de la jonction  $1 \times 3$  dans le but d'améliorer la transmission et d'acquérir une large bande passante avec une division homogène et équitable.

On garde la même géométrie de référence du diviseur  $1 \times 6$  où on va appliquer les modifications nécessaires pour l'optimisation. Une vue en dessous de la structure modifiée du diviseur  $1 \times 6$  est illustrée sur la figure suivante. Le dispositif à base de la jonction Y  $1 \times 6$  optimisé contient des défauts sur chaque zone de division, et de courbure.





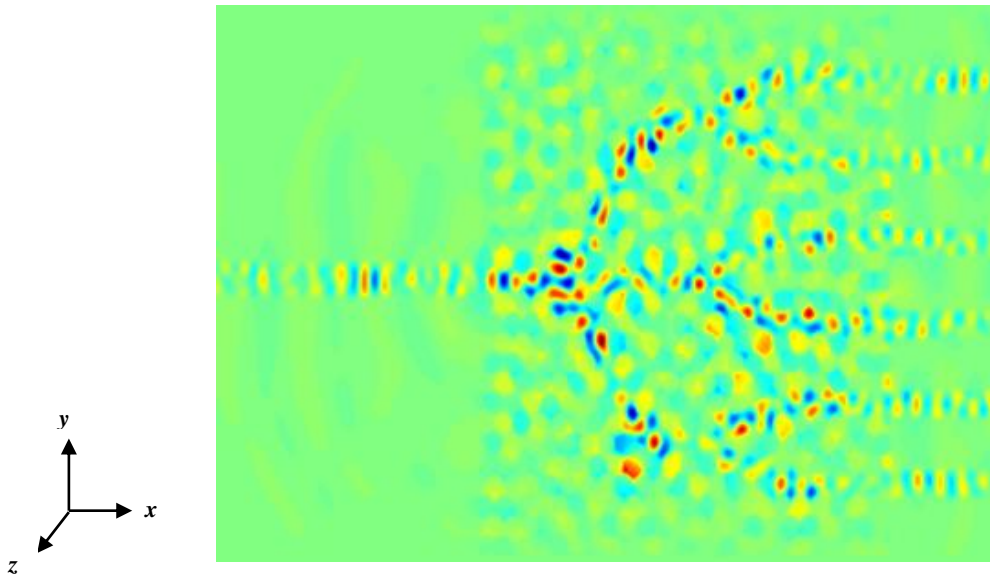
**Figure IV. 17:** Réponse spectrale en transmission et en réflexion sur les ports de sortie du diviseur en Y  $1 \times 6$  optimisé. La transmission totale enregistrée pour une longueur d'onde de  $1.55 \mu\text{m}$  est 96 % [82].

Les résultats exposent la grande amélioration des performances de transmission en sortie du diviseur, nous remarquons le perfectionnement de la distribution sur les six ports de sortie enregistrée à la longueur d'onde  $1.55 \mu\text{m}$ , où les valeurs sont d'environ 16.3 %, 15.9 %, 15.9 %, 15.8 %, 15.8 % et 16.3 % pour le port 1, le port 2, le port 3, le port 4, le port 5 et port 6 respectivement, pour une somme de 96 % pour les différents ports de sortie à la même longueur d'onde ce qui semble un bon rendement comparé à la même structure non optimisée.

D'autre part, le diviseur peut fonctionner dans la plage de longueur d'onde allant de  $1.544 \mu\text{m}$  jusqu'à  $1.564 \mu\text{m}$  avec une bande passante d'environ  $20 \text{ nm}$ , et une répartition efficace de la puissance dans les six sorties. Par conséquent, nous déduisons un bon confinement de l'onde à travers le diviseur en Y ( $1 \times 6$ ) en ayant le minimum de pertes sur une large bande passante.

La figure IV.18 présente la distribution du champ électrique de la jonction en Y  $1 \times 6$  optimisée, excitée en mode TE obtenue par la simulation FDTD-2D pour l'itération 6500.





**Figure IV. 18:** La répartition du champ électrique du diviseur  $1 \times 6$  optimisée, excitée en mode TE obtenue par une simulation FDTD-2D pour 6500 itérations.

L'allure montre le partage équitable de l'onde dans les différentes directions de la structure jusqu'à l'extrémité. Le progrès de guidage de la lumière dans la jonction est dû particulièrement aux différentes modifications de la structure de référence, ce qui a permis à l'onde de suivre les différentes directions du diviseur étudié.

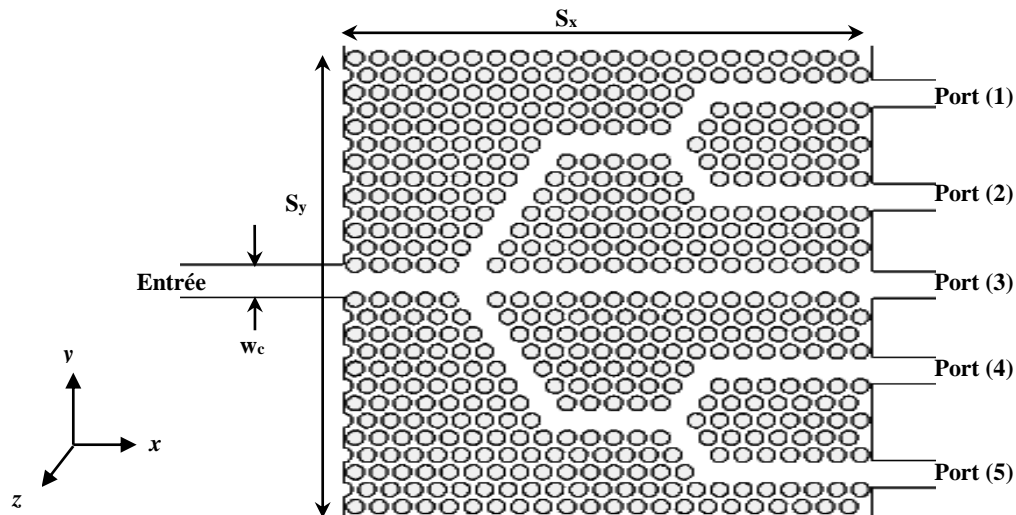
## IV.5. Description du diviseur $1 \times 5$ à base de la jonction Y

### IV.5.1. Structure du diviseur en Y $1 \times 5$ non optimisée

Dans cette section nous allons concevoir un nouveau diviseur  $1 \times 5$ , pour cela on garde la même géométrie initiale en Y à savoir le diviseur  $1 \times 3$ , dont en divisant encore chaque port de l'extrémité symétriquement, par conséquent nous obtenons une entrée et cinq ports de sortie. Le diviseur  $1 \times 5$  est composé du diviseur  $1 \times 3$  en cascade avec deux diviseurs  $1 \times 2$ .

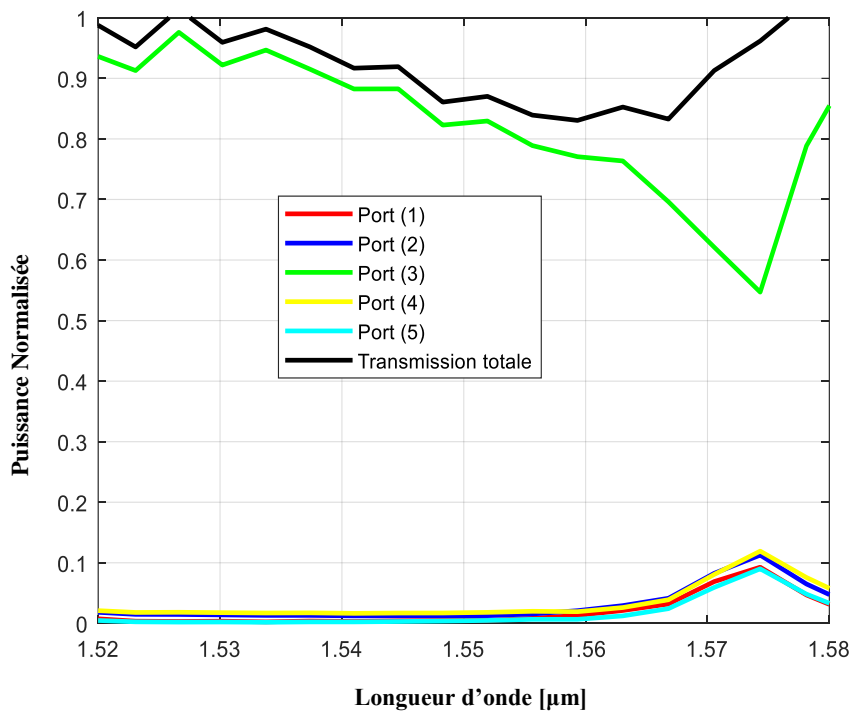
La figure IV.19 montre la représentation schématique du diviseur  $1 \times 5$  proposé mis en œuvre sur un cristal photonique bidimensionnel avec un réseau triangulaire de trous d'air sur une hétéro structure InP/GaInAsP/InP.

Examinons une structure photonique à base d'un CP-2D de trous d'air défini par les paramètres suivants : un rayon des trous est égal à  $0.36a$ , un facteur de remplissage de 47 % et un indice effectif de 3.24. Les dimensions de cette structure sont de  $25 \mu m$  de longueur et de  $24 \mu m$  de largeur.



**Figure IV. 19:** La géométrie du diviseur en Y  $1 \times 5$  excitée en mode TE basée sur un cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire de trous d'air de rayon  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont :  $S_x = 25 \mu m$ ,  $S_y = 24 \mu m$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ .

Les spectres de transmission de la jonction en Y  $1 \times 5$  obtenus par simulation FDTD-2D sont illustrés sur la figure IV.20.

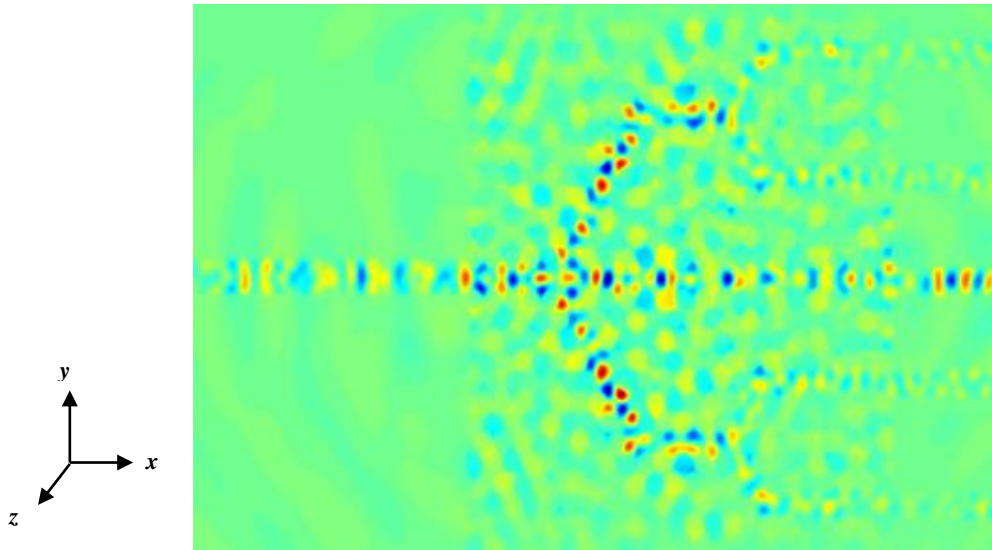


**Figure IV. 20:** Les spectres en transmission de la jonction en Y  $1 \times 5$  non optimisée obtenus par simulation FDTD-2D de la structure illustrée dans la figure IV.19.

Le graphe expose résultats de la simulation obtenus par FDTD-2D, nous constatons une très faible transmission obtenue sur les quatre ports de sorties d'extrémités (port 1, port 2, port 4, port 5), quasiment nulle dans la gamme des longueurs d'ondes  $[1.52 - 1.58] \mu m$ .

Par contre il est clair que le guide d'onde de la sortie centrale (port 3) reçoit la plus grande quantité de puissance injectée à l'entrée du diviseur que les autres canaux de sortie, ce qui résulte une division inefficace et inégale de l'onde d'entrée aux ports de sortie. Le mode guidé est influencé par l'accident causé par les courbures et virages du diviseur, ce qui a interdit ainsi à l'onde de suivre toutes les directions de la jonction.

La répartition du champ électrique à l'itération 4500, dans le diviseur  $1 \times 5$  non optimisé en jonction Y, excité en polarisation TE est représenté dans la figure IV.21.



**Figure IV. 21:** Présentation de la répartition du champ électrique à l'itération 4500 du diviseur  $1 \times 5$  non optimisé en jonction Y.

A travers la figure IV.21, nous observons l'évolution du champ électrique sur la structure non optimisée du diviseur en Y  $1 \times 5$ , nous remarquons que la concentration du champ électrique est dense au milieu qui présente la plupart de l'onde incidente à l'entrée. Nous remarquons aussi quelques pertes insignifiantes sont localisées au niveau des virages, ce qui prouve l'inefficacité de la structure par la suite le besoin en optimisation.

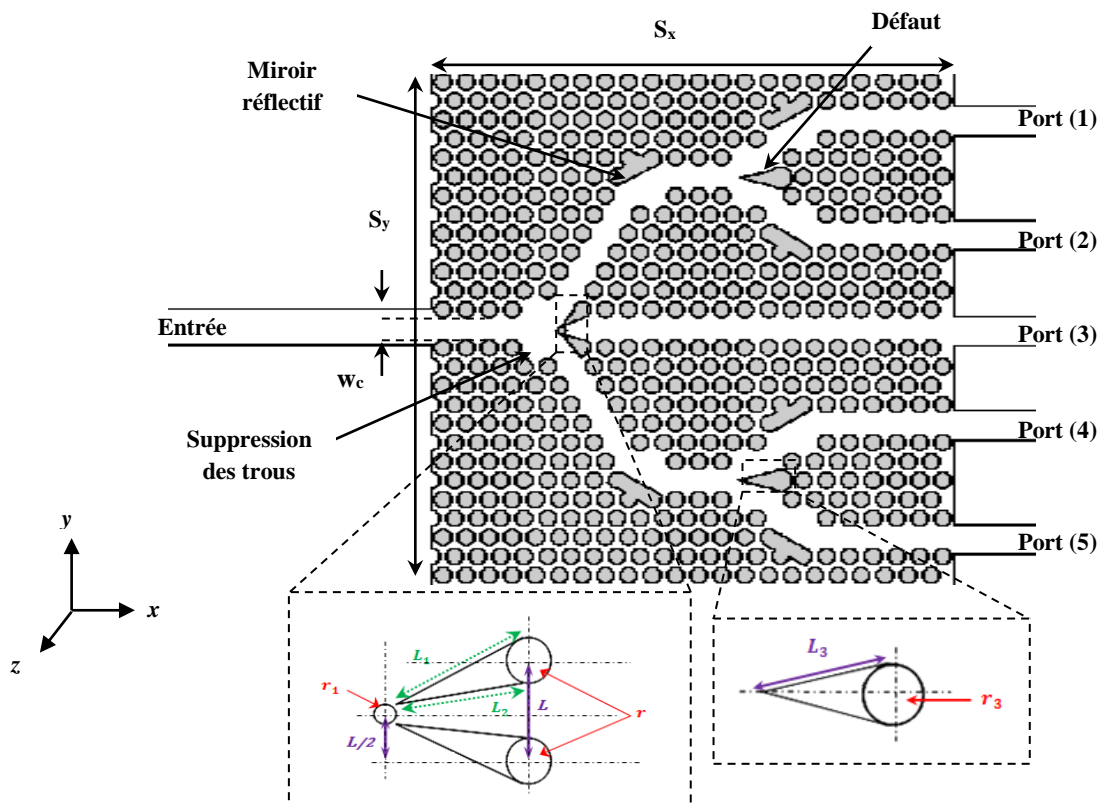
### IV.5.2. Structure du diviseur en Y 1×5 optimisée

De même aux sections précédentes pour remédier au disfonctionnement de la topologie de la jonction en Y 1×5 étudiée, nous nous allons nous concentrer sur l'optimisation de cette dernière.

On garde le réseau CP-2D similaire à celui de la section IV.5.1.

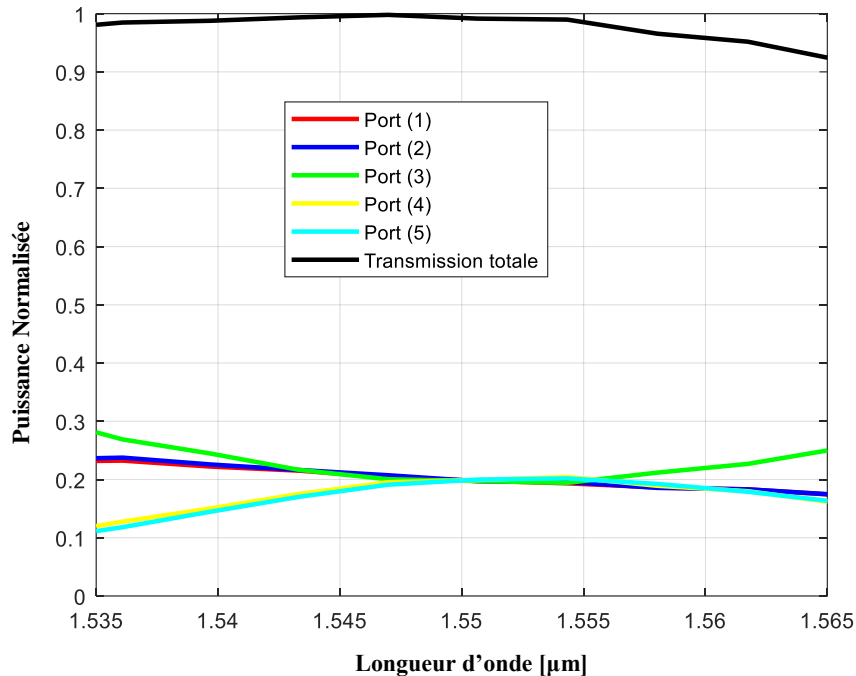
La notion de l'optimisation inspirée de [80] et [81] du diviseur en Y 1×3 déjà étudiée s'applique également au diviseur en Y 1×5. C'est-à-dire nous utiliserons les mêmes techniques pour améliorer l'efficacité de notre configuration de référence, qui sont l'augmentation du rayon des trous qui se trouve au milieu de la jonction, la suppression des trous, les miroirs réfléchissants, et l'ajout des triangles au milieu de la zone de division.

Ainsi on aura la structure du diviseur optimisé illustré sur la figure IV.22.



**Figure IV. 22:** Présentation schématique de la structure optimisée du diviseur 1×5 en jonction Y, excitée en mode TE, basé sur un cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire de trous d'air de rayon  $r = 0.36a$  suspendue dans un diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les dimensions de la structure  $S_x = 25 \mu m$ ,  $S_y = 24 \mu m$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$ . Les paramètres des défauts  $r_1 = 0.18a$ ,  $r_3 = 0.5a$ ,  $L = 3.4641 \mu m$ ,  $L_1 = 1.48 \mu m$ ,  $L_2 = 0.98 \mu m$  et  $L_3 = 1.85 \mu m$  [83].

Les spectres de transmission pour les paramètres choisis avec différentes longueurs d'onde allant de  $1.535 \mu\text{m}$  à  $1.565 \mu\text{m}$  a été tracé sur la figure IV.23.

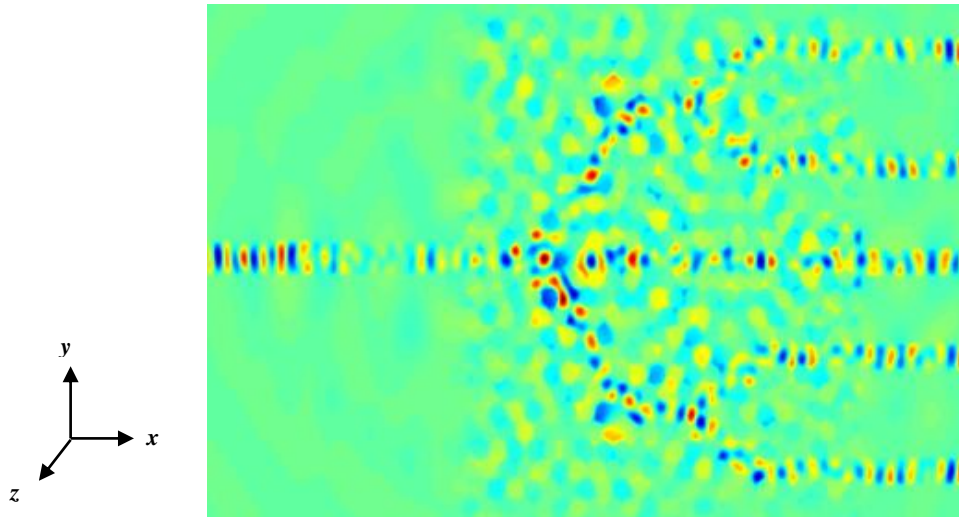


**Figure IV. 23:** Réponse spectrale en termes de transmission des cinq ports de sortie du diviseur en Y  $1 \times 5$  pour la structure optimisée [83].

A partir de la figure VI.23, le graphe montrent la progression de la transmission au niveau des différents canaux de sorties pour toute la gamme de longueur d'onde, on peut estimer que la puissance transmise est globalement partagée équitablement dans les cinq ports de sortie, alors que la puissance réfléchi est presque nulle à la longueur d'onde  $1.55 \mu\text{m}$  où les valeurs sont très rapprochés soit plus au moins 0.09 %, pour une quantité de 99.23 % pour les différents ports de sortie à la même longueur d'onde ce qui semble un bon bénéfice comparé à la même structure non optimisée.

Par conséquent, nous déduisons que le dispositif proposé présente une efficace division de faisceau optique d'entrée aux cinq ports de sortie avec une réflexion quasiment nulle et un maximum de transmission.

La répartition du champ électrique à l'itération 4000 du diviseur  $1 \times 5$  optimisé, excité en polarisation TE est représenté dans la figure suivante.



**Figure IV. 24:** Distribution du champ électrique du diviseur en Y 1×5 optimisé, excité en mode TE obtenue par la simulation FDTD-2D à 4000 itérations.

Nous remarquons l'évolution du champ électrique sur la structure optimisée du diviseur en Y 1×5, à travers de l'allure IV.24, nous observons aussi que la concentration du champ électrique est dense à travers les chemins de la jonction. Ce résultat confirmant une fois de plus l'utilité des miroirs au niveau des virages ainsi que les trous ajoutés qui ont contribué à l'équipartition de l'onde électromagnétique guidée.

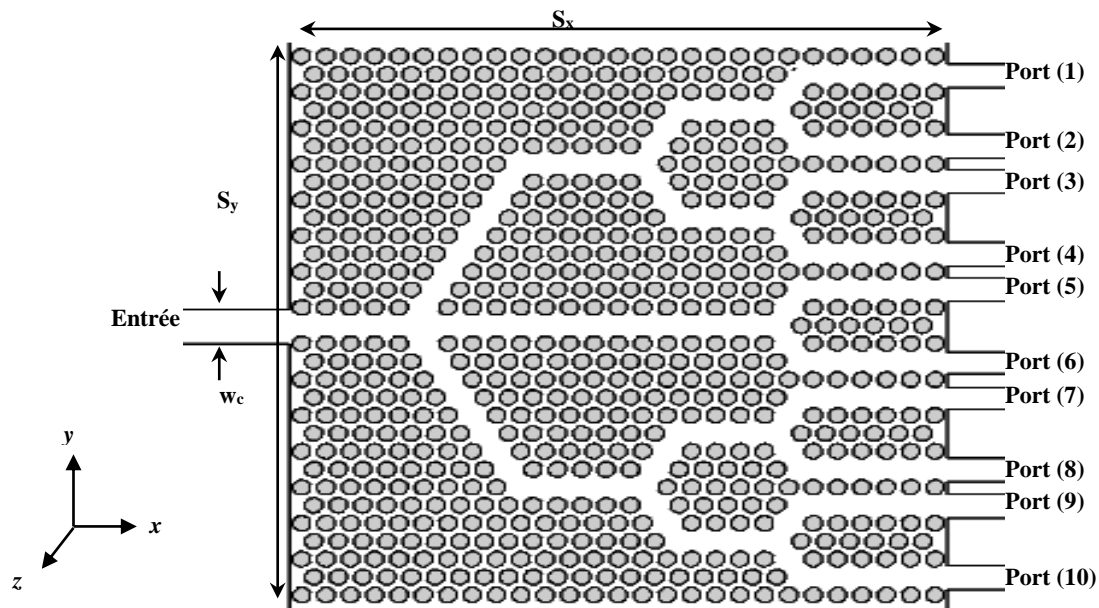
## IV.6. Description du diviseur 1×10 à base de la jonction Y

### IV.6.1. Structure du diviseur en Y 1×10 non optimisée

De même que l'opération faite précédemment avec les diviseurs 1×3 et 1×6, on maintient la même géométrie à savoir le diviseur en Y 1×5 et en divisant chaque sortie de la jonction en deux. Une nouvelle jonction en Y est obtenue avec dix canaux de sortie.

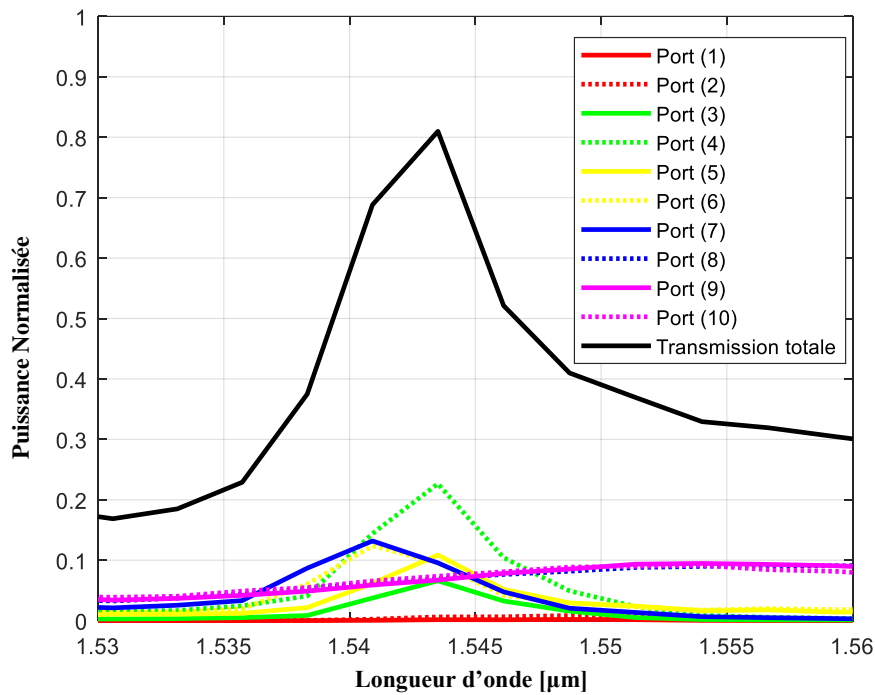
Toujours on s'intéresse uniquement à la polarisation TE dans nos simulations. Dont il s'agit des champs ( $H_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$ ).

Les dimensions de cette structure sont  $27 \mu m$  de longueur et de  $27.5 \mu m$  de largeur. Dans nos simulations le pas de discrétisation spatial est choisi  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu m$  et le nombre total d'itérations est de 50000. La structure à simuler est représentée sur la figure IV.25.



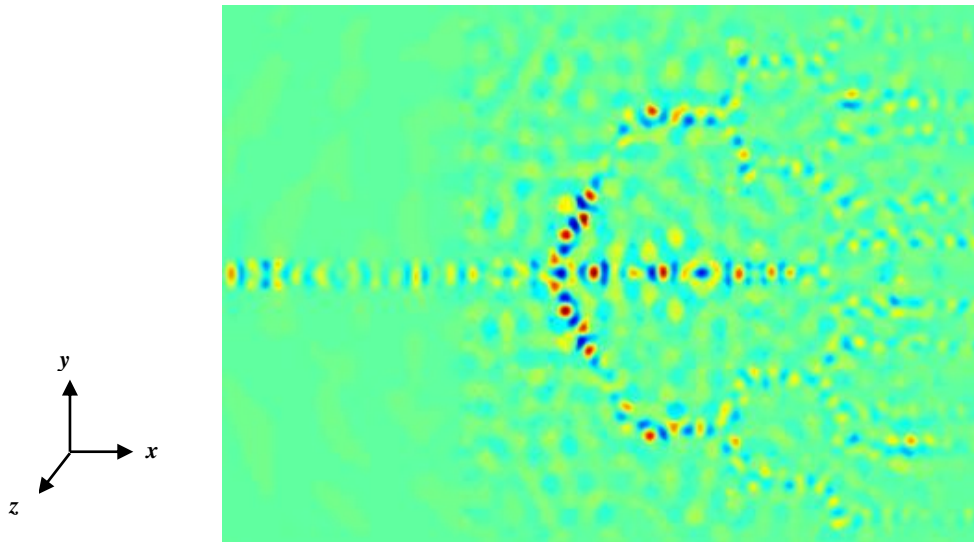
**Figure IV. 25:** La géométrie de la jonction Y  $1 \times 10$  basée sur un cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire de trous d'air de rayon  $r = 0.36a$  gravés dans un milieu diélectrique  $n_{eff} = 3.24$ . Les paramètres sont :  $S_x = 27 \mu\text{m}$ ,  $S_y = 27.5 \mu\text{m}$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu\text{m}$ .

La réponse spectrale en transmission est indiquée dans la figure IV.26.



**Figure IV. 26:** Présentation graphique de la réponse spectrale en transmission de la jonction Y  $1 \times 10$  non optimisée obtenue par la FDTD-2D.

De même que la structure du diviseur en Y  $1 \times 6$  non optimisé, le diviseur en Y  $1 \times 10$  présente des lacunes notamment ceux de l'inefficacité de partition de l'onde incidente entre les dix canaux de sortie dans la gamme des longueurs d'ondes  $[1.53 - 1.56] \mu m$ , ainsi la faible transmission enregistrée autour de la longueur d'onde d'intérêt  $1.55 \mu m$ . Ceci est visible sur la figure IV.27, schématisant la distribution du champ électrique à l'itération 8000.



**Figure IV. 27:** Distribution du champ électrique du diviseur en Y  $1 \times 10$  non optimisé, excité en mode TE obtenue par la simulation FDTD-2D à 8000 itérations.

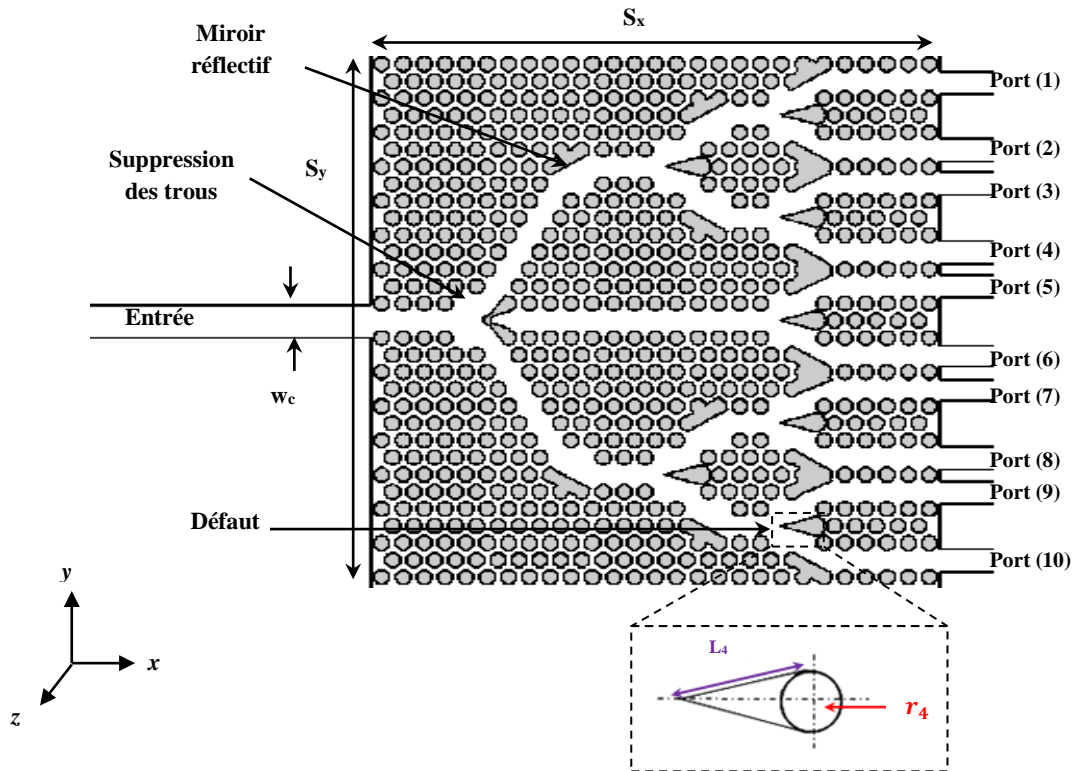
Le graphe de la diffusion du champ électrique démontre la propagation de l'onde dans la jonction Y  $1 \times 10$  pour l'itération 8000. Nous remarquons clairement la concentration de la lumière au milieu de la jonction et le retour de l'onde à l'entrée ce qui se traduit par un niveau élevé du coefficient de réflexion et un faible coefficient de transmission.

#### IV.6.2. Structure du diviseur en Y $1 \times 10$ optimisée

Une optimisation de la topologie de la jonction en Y  $1 \times 10$  est nécessaire dans le but de progresser la transmission, et obtenir un flux équitable avec une large bande passante à la sortie de la jonction. Le réseau à cristal photonique bidimensionnel à maille triangulaire est similaire à celui de la section IV.6.1.

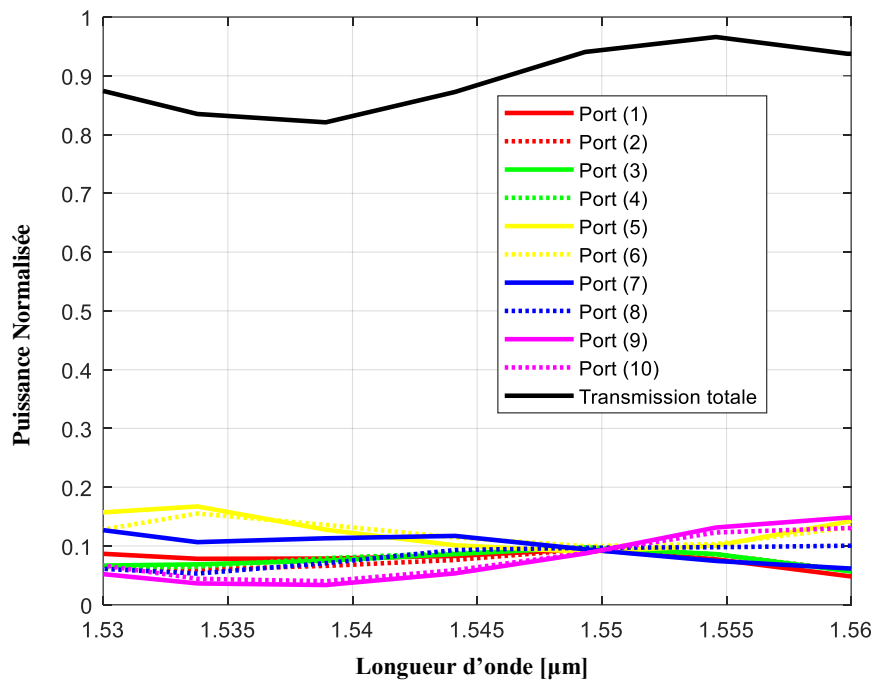
La géométrie de la structure optimisée, est schématisée sur la figure IV.28, en utilisant les deux techniques déjà utilisées pour l'optimisation de la transmission des diviseurs exposés auparavant.





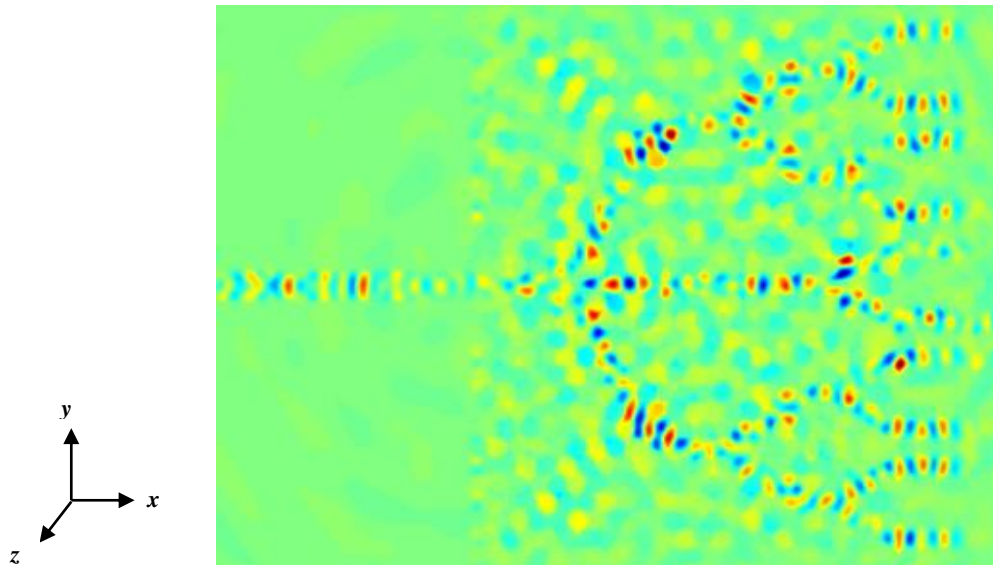
**Figure IV. 28:** Structure du diviseur  $1 \times 10$  optimisé à base de la jonction Y. Le diviseur proposé est un réseau CP-2D à maille triangulaire de trous d'air. Les dimensions de la structure  $S_x = 27 \mu\text{m}$ ,  $S_y = 27.5 \mu\text{m}$ ,  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu\text{m}$ . Les paramètres des défauts  $r_4 = 0.48a$  et  $L_4 = 1.80 \mu\text{m}$  [83].

Les spectres de transmission de diviseur en Y  $1 \times 10$  optimisé obtenus par simulation FDTD-2D sont illustrés sur la figure IV.29.



**Figure IV. 29:** La réponse spectrale en termes de transmission du diviseur  $1 \times 10$  optimisé en jonction Y obtenue par la FDTD-2D [83].

Selon les résultats obtenus après l'optimisation de dispositif, nous remarquons une variable transmission pour les dix canaux à travers la gamme de longueur d'onde  $[1.53 - 1.56] \mu m$ . Nous observons également un croisement de transmission à la longueur d'onde de  $1.55 \mu m$ , où les valeurs sont d'environ 9.28 %, 9.33 %, 9.72 %, 9.17 %, 10.02 %, 9.16 %, 9.54 %, 9.64 %, 9.31 % et 9.22 % pour le port 1, le port 2, le port 3, le port 4, le port 5, le port 6, port 7, port 8, port 9 et port 10 respectivement. La quantité totale de transmission est 94.39 % pour les différentes branches de sortie sur la même longueur d'onde, dont on constate qu'il ya une distribution efficace de l'onde dans les dix ports de sortie à la longueur d'onde  $1.55 \mu m$  qui se rapproche au cas idéal.



**Figure IV. 30:** Distribution du champ électrique du diviseur en Y  $1 \times 10$  optimisé, excité en mode TE obtenue par la simulation FDTD-2D à 5500 itérations.

D'après la figure IV.30, nous remarquons la répartition de l'onde électromagnétique jusqu'à le bord de la structure. Notons que l'amélioration des performances de transmission est dû aux modifications effectuées sur la géométrie de référence du diviseur en Y  $1 \times 10$ .

#### IV.7. Comparaison avec la littérature

Afin de montrer les performances de nos diviseurs en Y  $1 \times 2$ ,  $1 \times 3$ ,  $1 \times 5$  et  $1 \times 6$  en termes de transmission et de répartition de puissance dans les différents ports de sortie, une étude comparative a été faite avec quelques travaux de la littérature. Les résultats enregistrés sont faits autour de la longueur d'onde d'intérêt de  $1.55 \mu m$ , ou autour de la bande passante.

- **Diviseur Y  $1 \times 2$**

	Domaine d'opération [ $\mu m$ ]	Transmission		
		Port (1) %	Port (2) %	Total %
<b>Réf. [84]</b>	1.58	47	47	94
<b>Nos résultats</b>	1.55	49.33	49.33	98.66

**Tableau IV. 1:** Comparaison des performances du diviseur Y  $1 \times 2$  avec Réf. [84].

- Diviseur Y 1×3

	Domaine d'opération [ $\mu\text{m}$ ]	Transmission %			
		Port (1)	Port (2)	Port (3)	Total
Réf. [76]	1.55	26.3	26.8	26.3	79.4
Réf. [85]	[1.53-1.55]	30.1	30.1	30	90.2
Réf. [86]	1.55	33	33	33.6	99.6
Réf. [80]	1.55	29.8	28.9	30.1	88.8
Réf. [87]	1.55	30.96	30	30	90.96
Réf. [88]	1.55	32.93	33.26	33.53	99.72
Nos résultats	[1.516-1.569]	$\geq 31.5$	$\geq 30.7$	$\geq 30.8$	$\geq 93$
	1.55	33.8	33.4	32.7	99.9

Tableau IV. 2: Comparaison des performances du diviseur Y 1×3 avec les différents travaux.

- Diviseur en Y 1×5

	Domaine d'opération [ $\mu\text{m}$ ]	Transmission %					Total
		Port (1)	Port (2)	Port (3)	Port (4)	Port (5)	
Réf. [81]	2.35	18	18	18	18	18	90
Réf. [89]	1.61	17.7	17.7	17.7	17.7	17.7	88.50
Nos résultats	1.55	19.87	19.87	19.78	19.84	19.87	99.23

Tableau IV. 3: Comparaison des performances de transmission du diviseur 1×5 avec d'autres travaux.

- Diviseur en Y 1×6

	Domaine d'opération [ $\mu\text{m}$ ]	Transmission %						Total
		Port (1)	Port (2)	Port (3)	Port (4)	Port (5)	Port (6)	
Réf. [90]	[1.47-1.56]	12	21	10	10	21	12	86
Nos résultats	1.55	16.3	15.9	15.9	15.8	15.8	16.3	96

Tableau IV. 4: Comparaison des performances de transmission du diviseur 1×6 avec Réf. [90].

Par comparaison avec les autres travaux mentionnés dans les différents tableaux, nous pouvons remarquer que le facteur de transmission le plus élevé avec équipartition nette et efficace de l'onde sur tous les ports de sortie sont achevés sur notre conception des différents diviseurs  $1 \times 2$ ,  $1 \times 3$ ,  $1 \times 5$  et  $1 \times 6$ . Il est démontré que les paramètres de nos dispositifs sont significativement améliorés par rapport à la littérature. Par contre le diviseur  $1 \times 10$  n'a jamais existé dans la littérature.

#### IV.8. Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la conception des diviseurs ultra-compacts à base des CP-2D par la méthode des différences finies dans le domaine temporel. En premier lieu nous avons réservé une partie de ce chapitre à la réalisation d'un diviseur  $1 \times 2$  non optimisé à base de la jonction Y.

Pour améliorer la qualité de transmission et avoir une puissance équitable à la sortie des deux ports de cette jonction, nous avons effectué l'optimisation de la géométrie, celle-ci est faite par plusieurs techniques qu'on a cité précédemment. Comme résultat de la première simulation FDTD-2D, nous avons une transmission totale de 98.66 % pour la longueur d'onde  $1.55 \mu m$  avec une équipartition nette et efficace sur les deux ports de sortie.

Ensuite nous nous sommes intéressées au diviseur en Y  $1 \times 3$  en se basant sur le savoir-faire de l'optimisation de la jonction en Y  $1 \times 2$ . Ainsi, nous avons appliqué les mêmes modifications que celles employées dans le cas du diviseur en Y  $1 \times 2$ , en plus, un trou avec deux triangles additionnels ont été ajoutés au milieu notamment pour partager l'onde d'entrée équitablement sur les trois ports de sortie et de prévenir l'apparition des modes d'ordre supérieurs. De même que la simulation précédente nous avons réalisé une structure non optimisée.

Les résultats du diviseur  $1 \times 3$  obtenus après l'optimisation étaient améliorés au niveau des trois canaux de sortie avec une distribution équitable à la longueur d'onde d'intérêt  $1.55 \mu m$ , d'où la transmission totale enregistrée à la même longueur d'onde, est de l'ordre de 99.9 %. De plus, ce diviseur proposé est capable de fonctionner d'une manière efficace sur une bande passante de  $50 nm$ .

Chaque simulation est complémentaire à la simulation précédente, d'où le diviseur en Y  $1 \times 6$  est composé d'un diviseur  $1 \times 3$  dont chaque sortie est divisée en deux pour obtenir six ports à la sortie. De même pour le diviseur  $1 \times 3$ , nous avons obtenu un perfectionnement de performances de transmission pour la nouvelle conception du diviseur  $1 \times 6$  avec une quantité de transmission de 96 % et une bande passante de 20 nm.

D'autre part, nous avons développé un autre diviseur en Y  $1 \times 5$  en se basant sur le diviseur en Y  $1 \times 3$  où chaque sortie d'extrémité est partagée en deux pour obtenir cinq canaux à la sortie. Après les modifications, on était satisfaisant des résultats au niveau des ports de sortie, dont la somme de transmission a atteint 99.23 %.

La dernière partie a été consacrée au développement d'un nouveau diviseur en Y  $1 \times 10$  qui n'a jamais existé dans la littérature. Cette structure est basée sur le diviseur en Y  $1 \times 5$  où chaque canal est divisé en deux pour avoir dix ports à la sortie du diviseur. Ce diviseur a prouvé également son efficacité avec un facteur de transmission élevé atteint 94.39 % à la longueur d'onde d'intérêt 1.55  $\mu\text{m}$ .

Les caractéristiques des diviseurs de faisceau étudiés sont calculées par la FDTD-2D, et il est démontré que les paramètres de nos dispositifs sont significativement améliorés par rapport à la littérature. Ces matériaux à base des cristaux photoniques sont les plus adaptés à ce genre d'opération en offrant une haute efficacité et une large bande passante tout en réduisant les pertes. La gestion des défauts nous offre le choix de réaliser différentes applications pratiques dans la future communication Terahertz.

# Conclusion générale

Les nanostructures à Bandes Interdites Photoniques (BIP) sont composées d'un arrangement périodique de deux ou plusieurs matériaux diélectriques ou métalliques. On parle du gap photonique lorsque la propagation des photons est impossible pour certaines fréquences dans certaines directions. Les cristaux photoniques permettent de contrôler le flux de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde, c'est particulièrement cette propriété qui suscite plusieurs fonctions importantes pour l'optique intégrée. Les applications potentielles des cristaux photoniques sont multiples et variées: réalisation de cavités résonantes de taille très réduite, de guides d'ondes, de virages, de filtres sélectifs, de multiplexeurs - démultiplexeurs, et de fibres optiques.

L'ensemble du travail présenté dans ce manuscrit concerne l'étude et la modélisation des diviseurs de puissance mettant en œuvre des cristaux photoniques 2D en géométrie de guide d'onde à base de la jonction en Y pour la manipulation des photons dans le plan. Nous nous sommes intéressés aux diverses briques de base qui complètent la gamme des éléments indispensables à la fluidité et au bon fonctionnement de la circuiterie optique.

Nous avons commencé la première partie de cette thèse par la présentation de quelques définitions et descriptions des cristaux photoniques, nous nous sommes intéressés à certains concepts sur les cristaux photoniques bidimensionnels. Ensuite nous avons étudié les notions de bandes interdites photoniques et le diagramme de dispersion. Finalement, nous avons cité quelques applications des cristaux photoniques bidimensionnels.

Dans le deuxième chapitre, nous avons décrit les fondements théoriques de la méthode FDTD-2D. Nous avons commencé tout d'abord par rappeler la formulation des équations de Maxwell et les notions de polarisations TE et TM dans un milieu isotrope. Nous avons encore exposé la formule des différences finies centrées et la cellule de Yee qui permet de définir le principe de discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell. D'autre part nous le critère de stabilité et les conditions aux limites ont été présentés dans le but d'adapter le programme FDTD-2D. Pour tenir compte de diagramme de bandes, nous avons exploité la méthode des ondes planes PWE, ainsi son principe de fonctionnement ce qui nous a permis de l'implémenter.

Dans le troisième chapitre, nous nous sommes focalisés sur l'étude et la simulation des bandes interdites photoniques (BIP) avec différentes architectures de réseaux de trous.

Le but principal est de déterminer la structure idéale en géométrie et en dimensions pour l'obtention d'une bande interdite photonique totale en polarisations transverse électrique et magnétique (TE et TM). Pour la structure carrée, on observe une bande interdite en mode TM et une bande interdite en polarisation TE par contre, aucune bande totale.

Pour le réseau triangulaire, on obtient une bande interdite en TE relativement large avec bande interdite totale. Cette étude a été poursuivie par la modélisation des coefficients de transmission et de réflexion des différentes structures à cristaux photoniques bidimensionnels sans défaut et avec défaut à savoir les mailles carrée et triangulaire, comme les guides d'ondes rectilignes  $W_1^K$  en utilisant la méthode FDTD-2D. D'une manière générale, nous avons découvert que la structure triangulaire possède une large bande interdite photonique pour le mode de polarisation TE et même un gap photonique complet sous des caractéristiques spécifiques. D'autre part, notre attention est également concentrée sur les problèmes de virage. A la fin de ce chapitre les différentes techniques d'optimisations utilisées dans la littérature, sont exposées.

Le quatrième chapitre était entièrement consacré à la conception des diviseurs de puissance à base des CP-2D en adoptant la jonction en Y. Tout d'abord on a réalisé le diviseur en Y  $1 \times 2$ . En effet nous nous sommes intéressés au mécanisme d'optimisation de la structure initiale en Y  $1 \times 2$  dite de référence dans le but d'améliorer ses performances en termes de transmission et d'avoir un flux équitable en sortie sur une large bande passante, d'où l'utilisation deux techniques. Premièrement, on a introduit des miroirs réfléchissants au niveau des coins des virages afin d'amener les lobes écartés des courbures vers l'intérieur du virage, d'où en perçant une cavité d'air au niveau des pointes du coude en jonction de référence, dirigée suivant les seconds motifs adjacents.

La seconde solution est basée sur l'omission des trous sur chacun des deux coudes et ceux installés en face des miroirs, puis nous essayons d'élargir le rayon de celui qui se trouve au centre de la zone de division ensuite nous insérons un triangle dans ce dernier. Cependant, le triangle est ajouté dans la région de division notamment pour distribuer l'onde d'entrée mono mode sur les deux canaux de sortie (port 1 et port 2) et de remédier le problème des modes d'ordre supérieurs entre la jonction  $120^0$  et le coude  $60^0$ . Par ailleurs, après optimisation de la géométrie du virage, nous avons prouvé une large bande de transmission qui peut atteindre une valeur élevée.



Par la suite, nous avons concentré sur la conception du diviseur en Y  $1 \times 3$ , de la même nous avons procédé à l'optimisation de la géométrie de référence afin de progresser la faible transmission, pour cela nous avons appliqué les deux techniques déjà exploitées pour l'optimisation de la jonction en Y  $1 \times 2$ , avec une modification différente au niveau de second port (Port 2), qui consiste à ajouter un trou de rayon  $r_1$  au milieu de la région de division, comprenant deux triangles de sorte que le cercle déjà ajouté, se trouve au milieu de la distance entre eux. Les résultats de la simulation FDTD-2D montre une équipartition efficace et nette de l'onde sur les trois ports de sortie à la longueur d'onde  $1.55 \mu m$  avec une quantité de transmission totale 99.9 % et une réflexion quasiment nulle. De plus ce diviseur proposé, est capable de fonctionner d'une manière efficace sur une bande passante de 50 nm.

D'autre part nous nous sommes préoccupés au diviseur en Y  $1 \times 6$  en se basant sur la maîtrise de l'optimisation des répartiteurs précédents, et du répartiteur en Y  $1 \times 3$  dont chaque sortie est divisée en deux pour obtenir six ports à la sortie, après modifications nous avons obtenu un perfectionnement de performances de transmission pour la nouvelle conception du diviseur  $1 \times 6$  avec une quantité de transmission de 96% et une bande passante de 20 nm.

Nous avons aussi développé un autre diviseur  $1 \times 5$  en se basant sur le diviseur  $1 \times 3$  où chaque sortie d'extrémité est partagée en deux pour obtenir cinq canaux à la sortie. Après les modifications, on était satisfaisant des résultats au niveau des ports de sortie, dont la somme de transmission a atteint 99.23 %.

La dernière partie a été consacrée au développement d'un nouveau répartiteur en Y  $1 \times 10$  qui n'a jamais existé dans la littérature. Cette structure est basée sur le diviseur en Y  $1 \times 5$  où chaque canal est divisé en deux pour avoir dix ports à la sortie du diviseur. Ce diviseur a prouvé également son efficacité avec un facteur de transmission élevé atteint 94.39 % à la longueur d'onde d'intérêt  $1.55 \mu m$ .

En somme, les caractéristiques des diviseurs étudiés sont calculées par la FDTD-2D, et il est démontré que les paramètres de nos dispositifs sont significativement améliorés par rapport à la littérature. Le but était d'avoir le moins de pertes possible en ayant un signal équitable sur les différents ports de sortie. Ces matériaux à base des cristaux photoniques sont les plus adaptés à ce genre d'opération en offrant une haute efficacité et une large bande passante tout en réduisant les pertes. La gestion des défauts nous offre le choix de réaliser différentes applications pratiques dans la future communication Terahertz.

En perspective, il serait nécessaire de poursuivre ce travail de thèse suivant deux axes principaux: d'une part l'étude et la conception des structures à base des cristaux photoniques tridimensionnels 3D tout en pensant au développement d'un code purement FDTD-3D, et d'autre part nous nous prévoyons aboutir ces études par des mesures pratiques dans des laboratoires spécialisés et dotés d'équipements spécifiques d'optique intégrée.

# Références Bibliographiques

- [1] E. Yablonovitch, « Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics». *Phys. Rev. Lett.*, 58 :2059–62, 1987.
- [2] S. John, « Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattices ». *Phys. Rev. Lett.*, 58 :2486–9, 1987.
- [3] R. Srivastava, K. B. Thapa, S. Pati and S. P. Ojha. *Progress in electromagnetic research B* 7. 133-143. 2008.
- [4] F. Yang, G. Yen and B. T. Cunningham, *Opt Express*, 18, 11846-11858, 2010.
- [5] Z. Qiang and W. Zhou, *IEEE Photonic Technology Letters*. 18, 1341-1343, 2003.
- [6] C. Y. Liu, « Fabrication and optical characteristics of silicon-based two dimensional wavelength division multiplexing splitter with photonic crystal directional waveguide couplers », *Phys. Lett. A*, vol. 375, pp. 2754–2758, 2011.
- [7] E. Yablonovitch, *J. Opt. Society*, 10, 283-293, 1993.
- [8] E. Yablonovitch and T.J. Gmitter, *J. Opt. Society*, 9, 1792-1800, 1990.
- [9] Léon Brillouin et Maurice Parodi, « Propagation des ondes dans les milieux périodiques». Masson Et Cie, Dunod, 1956.
- [10] <http://www.nano-ecole.fr/idf/lopale/>
- [11] Florence Benoit, « Développement de cristaux photoniques par voie sol-gel pour des applications laser de puissance », Thèse de doctorat, Université François Rabelais de Tours, 2015.
- [12] O. Graydon, G.J. Parker, and R. Sambles. « Nature's nanostructures colour wings and stones». *Opto and Laser Europe*, 51 :31–36, Jun 1998.
- [13] <http://www.nano-ecole.fr/idf/les-couleurs-du-papillon-morpho-quoi-de-nano>.
- [14] <https://ricochets.info/2016/11/14/la-vie-est-bleue-comme>.
- [15] <http://www.physics.usyd.edu.au/theory/seamouse/aphrodita.html>.
- [16] K. Ohtaka, « Energy band of photons and low-energy photon diffraction ». *Phys. Rev. B*, 19 :5057, 1979.
- [17] E. Yablonovitch. *Photonic crystals : what's in a name ? Optics and Photonics news*, 18, 12-13, mars 2007.

- [18] Mahmoud Riad Beghoul, « Contribution à la réalisation de fonction optoélectronique à base des cristaux photoniques pour les télécommunications ». Thèse doctorat, septembre 2008.
- [19] Fabian Gaufillet, « cristaux photoniques à gradient: dispositifs et applications ». Thèse doctorat, Université Paris Sud 11, 2014.
- [20] Y. Merle, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels ». Thèse de doctorat, Université de Limoges, Novembre 2003.
- [21] K. Sakoda, « Optical Properties of photonic Crystals », Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, 2004.
- [22] E. Chow, S. Y. Lin, S. G. Johnson, P.R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R. Wendt, G.A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman, « Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab », *Nature*, vol. 407, no 6807, pp. 983-986, 2000.
- [23] L. Rayleigh. « On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure ». *Philosophical Magazine*, 24(147) :145–159, 1887.
- [24] Maxence Hofman, « Composants optiques à base de cristaux photoniques pour applications à l'imagerie infrarouge », Thèse de doctorat, université des sciences et technologies de Lille, Novembre 2011.
- [25] Barbara Wild, « Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité », Thèse de doctorat, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne 2006.
- [26] D. Felbacq, E. Centeno, « Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary », *Optics communications*, Vol.199, pp. 39-45, November 2000.
- [27] W. Bogaerts, P. Bienstman, D. Taillaert, R. Baets et D. D. Zutter, « Out-of-plane scattering in photonic crystal slabs », *Photonics Technology Letters, IEEE*, 2001, vol. 13, n° 6, pp. 565-567.
- [28] Lombardet Benoit, « Etude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrée », thèse de doctorat n° 3254, Ecole Polytechnique Fédérale, 2005.
- [29] Benaissa Fatima, « Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques dans les guides à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques », mémoire de magister, université Abou Bekr Belkaid Tlemcen, 2013.

- [30] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, R.D. Meade, A.M. Rappe, K.D. Brommer, and J. Joannopoulos. « Donor and acceptor modes in photonic band structure ». *Phys. Rev. Lett.*, 67 :3380-3383, 1991.
- [31] S.Y. Lin, J.G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K.M. Ho, M.M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, and J. Bur. « A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths ». *Nature*, 394(6690) :251–253, 1998.
- [32] Deubel, M., et al., « Direct laser writing of three-dimensional photonic-crystal templates for telecommunications ». *Nature materials*, 2004. 3: p. 444-447.
- [33] Russel, P., « Photonic Crystal Fibers ». *Science*, 2003. 299: p. 358-362.
- [34] Baba, T., « Slow light in photonic crystals ». *Nature photonics*, 2008. 2(8): p. 465-473.
- [35] Fan, S., et al., « Channel drop filters in photonic crystals ». *Optics Express*, 1998. 3(1): p. 4-11.
- [36] Gomyo, A., J. Ushida, and M. Shirane, « Highly drop-efficient channel-drop optical filters with Si-based photonic crystal slabs ». *Thin Solid Films*, 2006. 508(1–2): p. 422-425.
- [37] Abdelali Boudissa, « Conception des filtres optiques à base de cristaux photoniques pour application dans les routeurs optiques dans les réseaux de télécommunications optiques », Thèse doctorat, université Constantine, 2013.
- [38] P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, « Microcavities in photonic crystals: Mode symmetry, tunability, and coupling efficiency », *Phys. Rev. B*, Vol. 54. pp.7837–7842. 1996.
- [39] Zahia Kebci, « Modélisation FDTD de nanostructures métalliques périodiques: Application à la structure AAA », Mémoire de magister, université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, Novembre 2012.
- [40] Bougriou Feida, « Etude des guides d'ondes à cristaux photoniques bidimensionnels », mémoire de magister, université de Mentouri Constantine, 2008.
- [41] Jean-Michel Lourtioz, « Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux», *Techniques de l'Ingénieur*, AF 3 710, 07/2004.
- [42] Marc Zelman, « Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de la lumière », Thèse de doctorat, université Joseph Fourier Grenoble 1, Novembre 2003.
- [43] R. Buczynski, « Photonic crystal fibers », *Proceedings of the XXXIII International School of Semiconducting Compounds*, Jaszowiec 2004, vol.106.

- [44] Russel P. St. J., « Photonic-Crystal Fibers », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, N°12, pp. 4729-4749, 2006.
- [45] Sun, W., K. Liu, and C. A. Balanis, « Analysis of singly and doubly periodic absorbers by frequency-domain finite-difference method », *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 44, No. 6, 798-805, 1996.
- [46] K. M. Ho, C. T. Chan, C. M. Soukoulis, *Phy. Rev. Lett.*, Vol.65, No.25, 1990.
- [47] Qiu, M. and S. He, « A nonorthogonal finite-difference time domain method for computing the band structure of a two-dimensional photonic crystal with dielectric and metallic inclusion, *J. Appl. Phys.*, Vol. 87, No. 12, pp. 8268-8275, Jun. 2000.
- [48] K. S. YEE, « Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwells Equations in Isotropic Media », *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 14, no. 3, pp. 302-307, 1966.
- [49] A. Taflove, « *The Finite-Difference Time-Domain Method* », Norwood, MA: Artech House Inc., 1995.
- [50] L. Tarricone et A. Esposito, « *Grid computing for electromagnetics* », Norwood, MA: Artech House Inc., 2004.
- [51] Allen Taflove and Morris E. Brodwin. « Numerical solution of steady state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equation ». *IEEE transaction son microwave theory and techniques*, Vol 23 no.8, August 1975.
- [52] Richard M. and R.F Warming. « An implicit finite-difference algorithm for hyperbolic systems in conservation-law form ». *Computational Fluid Dynamics Branch Ames Research Center NASA Mojfett Field California 94035 USA*, 22 :87–110, September 1976.
- [53] Jean Pierre Bérenger. « A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves ». *Journal of Computational Physics*, 114(2) :185 – 200, 1994.
- [54] Raymond Rumpf, « *Finite difference Time Domain* », *Computational Electromagnetic (CEM)*, EE 5337, lecture 16, 21/07/2017.
- [55] S.Guo and S.Albin, « Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations », *Optics Express*, Vol.11, n°.2, p. 167-175, 2003.
- [56] S.Shi, C.Chen, and D.W. Prathe, « Revised plane wave method for dispersive material and its application to band structure calculations of photonic crystal slabs », *Applied Physics Letters* 86, p. 043104-43104, 2005.
- [57] K.Busch, « *Photonic band structure theory: assessment and perspectives* », *C.R.Physique*, Vol. 3, pp. 53-66, 2002.

- [58] Dekhira Azzeddine, « Etude théorique et simulation des cristaux photoniques et leurs applications en chimie et biochimie », mémoire de magister, université USTHB d'Alger, 2010.
- [59] K. S. Kunz et R. J. Luebbers, « The FDTD Method for Electromagnetics », CRC, Boca Raton, 1993.
- [60] K.R. Umashankar, et A.Taflove, IEEE Trans. « Electromagnetic Compatibility », 24, 397, 1982.
- [61] Abri Badaoui Hadjira, « Etude et conception des micro composants à base des cristaux photoniques bidimensionnels », Thèse de doctorat, Université de Tlemcen, 2012.
- [62] M.Thévenot, A.Reineix , and B.Jecko, « FDTD approach for modelling PBG structures », J.Opt.A: Pure Appl.Opt.1, p.495-500, 1999.
- [63] M.Qiu, and S.He, « FDTD algorithm for computing the off-plane band structure in a two-dimensional photonic crystal with dielectric or metallic inclusions », Physics Letters A, p.348-354, 2001.
- [64] M.Qiu, B. Jaskorzynska, M. Swillo, and H. Benisty, « Time-domain 2D modeling of slab-waveguide based photonic-crystal devices in the presence of out-of-plane radiation loss », Microwave Opt. Techn. Lett., Vol. 34, No. 5, p.387-393, 2002.
- [65] P. Sanchis, P. Bienstman, B. Luyssaert, R. Baets, J. Marti, « Analysis of Butt Coupling in Photonic Crystals », IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 40, n. 5, pp. 541-550, 2004.
- [66] Christian Grillet, « Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée », Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [67] Manolatu, C., et al., High-density integrated optics. Journal of Lightwave Technology, 1999. 17: p. 1682-1692.
- [68] Md. Masruf Khan, « Nano Structure Based Power Splitter Design by Using 2D Photonic Crystals », Journal of Modern Science and Technology Vol. 1. No. 1. May 2013 Issue. Pp.176-187.
- [69] Daquan Yang, Huiping Tian, Yuefeng Ji, « High-bandwidth and low-loss photonic crystal power-splitter with parallel output based on the integration of Y-junction and waveguide bends », Optics Communications 285 (2012) 3752–3757.
- [70] Tian Bao Yu, Qi Jie Wang, Jun Zhang, Jian Yi Yang, and Siu Fung Yu, « Ultra compact 2×2 Photonic Crystal Waveguide Power Splitter Based on Self-Imaging Effect Realized

- by Asymmetric Interference », *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 23, No. 16, pp. 1151-1153, August 15, 2011.
- [71] Shi, Y., « A compact polarization beam splitter based on a multimode photonic crystal waveguide with an internal photonic crystal section », *Progress In Electromagnetics Research*, Vol. 103, pp. 393-401, 2010.
- [72] Ghaffari, A., Djavid, M., Monifi, F. and Abrishamian, M. S., « Photonic crystal power splitter and wavelength multi/demultiplexer based on directional coupling », *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 10 (7), 1-7, 2008.
- [73] Kuzma A., Chovan J., Uherek F., Seyringer D, « Design and Simulation of Planar Passive Optical MMI Splitters », *23rd Conference and Exhibition on Optical Communications 2011*, pp. 18-21, 2011.
- [74] H. Badaoui, M. Feham, and M. Abri, « Double Bends and Y-Shaped Splitter Design For Integrated Optics », *Progress In Electromagnetics Research Letters*, Vol. 28, pp. 129-138, 2012.
- [75] Hadjira Abri Badaoui, and Mehadji Abri, « Optimized 1×8 compact splitter based on photonic crystal using the two-dimensional finite-difference time domain technique », *Optical Engineering* 54(6), 067104, June 2015.
- [76] Rajat Dey and Jayshri Sabarinathan, « 1×3 Power splitter based on 2-D slab photonic crystal multiple line defect waveguides », *Proc. of SPIE*, Vol. 8007, pp. 1-8, 2011.
- [77] Fedouche Amal, Abri Badaoui Hadjira, Abri Mehadji, « Ultra compact 1×2 Y-shape power splitter », *International Conference Computing Wireless and Communication Systems*, November 15-16, 2016, Settat- Morocco.
- [78] Lil., Nordin G. P., English J. M., Jiang J. « Small-area bends and beam splitters for low-index contrast waveguides ». *Optics Express*, 2003. Vol. 11, n° 3, pp. 282-290.
- [79] S. Boscolo, M. Midrio, and T.F. Krauss, « Y junction in photonic crystal channel waveguides: high transmission and impedance matching », *Opt. Lett.* vol. 27, pp. 1001-1003, 2002.
- [80] D. C. Tee, N. Tamchek, Y. G. Shee, and F. R. Mahamd Adikan, « Numerical investigation on cascaded 1×3 photonic crystal power splitter based on asymmetric and symmetric 1×2 photonic crystal splitters designed with flexible structural defects », *Optical Society of America (OSA)*, Vol. 22, No. 20, 6 October 2014.
- [81] Jian-Hua Chen, Yang-Tung Huang, Yu-Lin Yang, and Ming-Feng Lu, « Design, Fabrication, and Characterization of Si-Based ARROW-B Photonic Crystal Sharp-Bend



- Waveguides and Power Splitters », *Journal of Light wave Technology*, Vol. 30, No. 14, July 2012.
- [82] Fedouche Amal, Abri Badaoui Hadjira, Abri Mehadji, « Ultra highly 1×3 and 1×6 splitters for Terahertz communication applications », *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 28, No. 13, July 1, 2016.
- [83] Fedouche Amal, Abri Badaoui Hadjira, Abri Mehadji, « An ultra-compact 1×5 and 1×10 beam splitters in photonic crystal slab », *Optik*, Vol. 157, March 2018, 1300-1305.
- [84] Ghaffari, M. Djavid, F. Monif, and M. S. Abrishamian, « Analysis of a Photonic Crystal Power Splitters with Different Configurations », *Journal of Applied Sciences*, 8(8): 1416-1425, 2008.
- [85] R.-S. Chen, P.-C. Cheng, and C.-H. Tu, « Design of 1×3 photonic crystal power dividers by the technique of impedance matching », *Proc. SPIE*, vol. 6310, pp. 1-8, Sep. 2006.
- [86] H. Wang and L. He, « Highly efficient 1×3 power splitter at 1550 nm for triple play applications using photonic crystal waveguides », *Opt. Eng.*, vol. 53, no. 7, p. 075104, Jul. 2014.
- [87] Z. Wu, K. Xie, H. Yang, and P. Jiang, « Bends and splitters for self-collimated beams in two-dimensional triangular lattice photonic crystals », *Opt. Eng.*, vol. 50, no. 11, p. 14002, Nov. 2011.
- [88] D. C. Tee, T. Kambayashi, S. R. Sandoghchi, N. Tamchek, and F. R. M. Adikan, « Efficient, wide angle, structure tuned 1×3 photonic crystal power splitter at 1550 nm for triple play », *J. Lightw. Technol.*, vol. 30, no. 17, pp. 2818–2823, Sep. 1, 2012.
- [89] Yuzhou Zahao, Yao Zhang, Baojun Li, Bharat Chaudhari, Soo Jin Chua, « Ultra compact and large-scale power splitters on silicon-based two-dimensional photonic crystals at near-infrared wavelengths », *Optical Engineering* 45(2), 024601(1-5), Feb. 2006.
- [90] R. Ahmed, M. Khan, R. Ahmmed, and A. Ahad, « Design, simulation & optimization of 2D photonic crystal power splitter », *Opt. Photon. J.*, vol. 3, no. 2A, pp. 13-19, 2013.

# Publications Internationales

1. Fedaouche Amal, Abri Badaoui Hadjira, Abri Mehadji, « Ultra highly 1×3 and 1×6 splitters for Terahertz communication applications », IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 28, No. 13, July 1, 2016.
2. Fedaouche Amal, Abri Badaoui Hadjira, Abri Mehadji, « An ultra-compact 1×5 and 1×10 beam splitters in photonic crystal slab », Optik, Vol. 157, March 2018, 1300-1305.
3. Lallam Farah, Badaoui Hadjira, Abri Mehadji, Fedaouche Amal, « Design of a Novel Crystal Photonic 1.31/1.55  $\mu\text{m}$  Biband Filter for Near Infrared Application », Optica Applicata, vol. 48 issue (3) 2018. (Accepted)

# Conférences Internationales

1. Fedaouche Amal, Abri Badaoui Hadjira and Abri Mehadji , « Ultra Compact (1×2) Y-Shape Power Splitter », ICCWCS'16, November 15-16, 2016 - FST of Settat, Maroc
2. Fedaouche Amal, Abri Badaoui Hadjira and Abri Mehadji , « Analysis of the 1×3 Splitter in Square Lattice Configuration », RTET-17, April 25-26, 2017- Paris, France

**Résumé:** Les cristaux photoniques à bande interdite photoniques ayant des propriétés attirantes telles que la périodicité diélectriques permettant la modification de la propagation des ondes électromagnétiques comme la périodicité du potentiel dans un cristal semi-conducteur. La plupart des recherches mettent à profil la bande interdite photonique mais les propriétés originales des bandes de transmission peuvent aussi être utilisées. Ce travail de thèse étudie aux niveaux théoriques et simulations la propagation de la lumière dans les cristaux photoniques 2D planaires pour concevoir de nouveaux composants originaux pour l'optique intégrée en se basant sur la méthode FDTD-2D comme technique de modélisation. Des structures innovantes à base des CP-2D ont été conçues pour servir le domaine des télécommunications de façon générale et plus particulièrement les circuits photoniques. Les structures développées en tant que composants de division sont les diviseurs de puissance en Y  $1 \times 2$ ,  $1 \times 3$ ,  $1 \times 5$ ,  $1 \times 6$  ainsi que le diviseur  $1 \times 10$ . Les résultats obtenus démontrent une haute efficacité de guidage et de répartition aux longueurs d'ondes des télécommunications avec une large bande passante par rapport aux travaux existants dans la littérature.

**Mots clés :** Cristaux photoniques, optique intégrée, diagramme de bandes, guides d'ondes, double virages, jonction en Y, diviseurs, méthode des ondes planes, FDTD-2D.

**Abstract:** Photonic crystals with band gap having attractive properties such as dielectric periodicity allowing the modification of the propagation of electromagnetic waves in the same way that a periodic potential in a semiconductor crystal. Most research put in profile the photonic band gap, but the original properties of the transmission bands can also be used. This work studies at theoretical levels and simulations the propagation of light in 2D planar photonic crystals to design new original components for integrated optics based on the FDTD-2D method as modeling technique. Innovative structures based on CP-2D have been designed to serve the field of telecommunications in general and more particularly the photonic circuits. Structures investigated as dividing components are the Y  $1 \times 2$ ,  $1 \times 3$ ,  $1 \times 5$ ,  $1 \times 6$  power splitters and the  $1 \times 10$  divider. The obtained results demonstrate a high efficiency of guiding and distribution telecommunications wavelengths with a broad bandwidth compared to existing works in the literature.

**Key words :** Photonic crystals, integrated optics, band gap, waveguide, double bends, Y-junction, power splitter, plane wave method, FDTD-2D.

**ملخص:** البلورات الضوئية ذات الفجوة الترددية لها خصائص جذابة مثل الدورية العازلة التي تسمح بتعديل انتشار الموجات الكهرومغناطيسية بنفس الطريقة التي يحتمل بها الإمكانات الدورية في بلورة أشباه الموصلات. معظم ملامح البحوث الفجوة الفرة الضوئية، ولكن الخصائص الأصلية لنطاقات الإرسال يمكن أن تستخدم أيضا. هذه الأطروحة تدرس على المستويات النظرية والمحاكاة انتشار الضوء في البلورات الضوئية ثنائية الأبعاد لتصميم مكونات جديدة أصلية للبصريات المتكاملة على أساس طريقة الاختلافات المحدودة في المجال الزمني FDTD-2D. وقد تم تصميم هياكل مبتكرة على أساس CP-2D لخدمة مجال الاتصالات بشكل عام وخاصة الدوائر الضوئية. الهياكل المقترحة كمكونات تقسيم هي  $1 \times 2$ ،  $1 \times 3$ ،  $1 \times 5$ ،  $1 \times 6$  فضلا عن المفرد  $1 \times 10$  استنادا إلى مفترق تصفية الرنانة Y. وتظهر النتائج التي تم الحصول عليها كفاءة عالية للتوجيه والتوزيع على موجات الاتصالات السلكية واللاسلكية ذات النطاق الترددي العريض مقارنة بالأعمال القائمة في الأدبيات.

**الكلمات الرئيسية:** البلورات الضوئية ، الدليل الموجي ، مخطط الشريط ، البصريات المتكاملة ، الانحناءات المزدوجة ، القاسم ، FDTD-2D، طريقة موجة الطائفة ، مفترق تصفية الرنانة Y.