

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان -

Université Aboubakr Belkaïd – Tlemcen –

Faculté de TECHNOLOGIE



## **THESE**

Présentée pour l'obtention du grade de **DOCTORAT EN SCIENCES**

**En** : Télécommunications

Spécialité :

Télécommunication

**Par** : Lila MOKHTARI

## **Sujet**

**Nouvelles Architectures Originales des Micro-Composants  
Logique Ultra-efficace pour l'Optique Intégrée**

Soutenue publiquement, le 14 juillet 2021, devant le jury composé de :

BENAÏSSA Mohamed	Professeur	Univ. Tlemcen	Président
BADAOUÏ Hadjira	Professeur	Univ. Tlemcen	Directrice
ABRI Mehadj	Professeur	Univ. Tlemcen	Co- Directrice
ABID Hamza	Professeur	Univ. Sidi Bel Abbes	Examineur
ANANI Macho	Professeur	Univ. Sidi Bel Abbes	Examineur
LALLAM Farah	MCB	Univ. Tlemcen	Invitée

# Résumé

Les cristaux photoniques (CPs) offrent de nouvelles possibilités pour la conception de dispositifs optiques et hautement contrôlables. Sont des structures conçues avec un arrangement périodique de matériaux ayant des indices de réfraction différent. Elles peuvent avoir une périodicité en 1D, 2D ou 3D. ces structures ont une zone de fréquence interdite pour la propagation des ondes lumineuses qui est appelée bande interdite photonique. C'est notamment Cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications dans le domaine de l'optoélectronique et les télécommunications optiques. Comparés aux dispositifs optiques conventionnels, les dispositifs optiques à base de (CPs) ont suscité un grand engouement en raison de leurs compacités par rapport aux dispositifs classiques, à leur vitesse d'opération élevée et à leur confinement. Les filtres sélectifs optiques comptent parmi les composants les plus importants des systèmes de télécommunication. Ils permettent d'extraire une longueur d'onde précise d'un canal particulier dans un flux de données. Dans ce travail, nous avons proposé de nouvelles structures de filtres à extraction à base de (CPs) dans une structure déconnectée constituée de tiges diélectriques plongées dans l'air dans un réseau carré ; en s'appuyant sur le couplage entre les résonateurs en anneaux et les guides d'onde. Les caractéristiques de ces filtres ont été étudiées par simulation en utilisant la méthode numérique FEM. Le but visé est de concevoir des portes logiques OR et XOR tout optique en se basant sur le savoir-faire de l'optimisation des filtres étudiés. Dans un dernier temps, nous avons utilisé le même résonateur en remplaçant les piliers autour du noyau de l'anneau par des tiges non linéaires ; nous avons exposé la simulation d'un simple commutateur tout-optique exploitant le processus du décalage de la BIP, dans une structure bidimensionnelle à effet Kerr.

**Mots clés :** Cristaux photoniques bidimensionnels, résonateurs annulaires, commutateur, porte logique OR et XOR., effet Kerr, non linéarité.

# Abstract

Photonic crystals (Phc) offer new possibilities for the design of optical and highly controllable devices. Are structure designed with a periodic arrangement of materials with different refractive indices. They can have a periodicity in 1D, 2D or 3D. These structures have a forbidden frequency zone for the propagation of light waves which is called the photonic forbidden band. It is in particular this property that makes them interesting for many applications in the field of optoelectronics and optical telecommunications. Compared to conventional optical devices, optical devices based on (Phc) have aroused great popularity due to their compactness compared to conventional devices, their high operating speed and their confinement. Most important components of telecommunication systems. They allow a precise wavelength to be extracted from a particular channel in data stream. In this work, we proposed novel structures of extraction filters based on (Phc) based on the coupling between ring resonator and waveguides. The characteristics of these filters were studied by simulation using FEM numerical method. The aim is to design all-optical OR and XOR logic gates based on the know-how of optimizing the filters studied. Finally, we used the same resonator, replacing the pillars around the ring core with non-linear rods; we presented the simulation of a simple all-optical switch exploiting the BIP shift process, in a two-dimensional Kerr effect structure.

**Keywords:** Two dimensional photonic crystals, ring resonator, switch, OR and XOR logic gate, Kerr effect, non-linearity.

## ملخص

توفر البلورات الضوئية (CPS) إمكانيات جديدة لتصميم الأجهزة البصرية والتي يمكن التحكم فيها بدرجة عالية. هي هياكل مصممة بترتيب دوري للمواد بمؤشرات انكسار مختلفة. يمكن أن يكون لها تواتر في 1D أو 2D أو 3D هذه الهياكل لها منطقة تردد محظورة لانتشار الموجات الضوئية تسمى النطاق الفوتوني الممنوع. هذه الخاصية على وجه الخصوص هي التي تجعلها مثيرة للاهتمام للعديد من التطبيقات في مجال الإلكترونيات الضوئية والاتصالات الضوئية. بالمقارنة مع الأجهزة البصرية التقليدية، فقد اكتسبت الأجهزة الضوئية القائمة على (CPS) شعبية كبيرة بسبب انضغاطها مقارنة بالأجهزة التقليدية، وسرعتها التشغيلية العالية واحتوائها. تعد المرشحات الضوئية الانتقائية من أهم مكونات أنظمة الاتصالات. إنها تسمح باستخراج طول موجي دقيق من قناة معينة في تدفق البيانات. في هذا العمل، اقترحنا هياكل جديدة لمرشحات الاستخراج على أساس (CPS) في هيكل منفصل يتكون من قضبان عازلة مغمورة في الهواء في شبكة مربعة؛ بالاعتماد على الاقتران بين الرنانات الحلقية والموجهات الموجية. تمت دراسة خصائص هذه المرشحات عن طريق المحاكاة باستخدام طريقة FEM العددية. الهدف هو تصميم جميع بوابات OR و XOR المنطقية بناءً على الدراية بتحسين المرشحات المدروسة.

أخيرًا، استخدمنا نفس الرنان، واستبدلنا الأعمدة حول قلب الحلقة بقضبان غير خطية؛ لقد أظهرنا محاكاة مفتاح ضوئي بسيط بالكامل يستغل عملية إزاحة BIP، في بنية تأثير كير ثنائية الأبعاد.

**الكلمات المفتاحية:** بلورات فوتونية ثنائية الأبعاد، رنانات حلقية، مبدل، بوابة منطقية OR و XOR،

تأثير كير، اللاخطية.



## Dédicaces

*A la mémoire de ma défunte mère et mon défunt frère*

*A mon cher papa*

*A mon mari*

*A ma chère sœur*

*A mes enfants*

*A mes neveux*

*A toute ma famille et ma belle-famille.*

# REMERCIEMENTS

Le présent travail a été effectué au sein du Laboratoire des Systèmes, et Technologies de l'Information et de la Communication (STIC) de l'université Abou Bekr Belkaid, Faculté de Technologie Tlemcen.

Je tiens à exprimer ma grande reconnaissance en premier lieu à Madame la directrice de Thèse Professeur HADJIRA BADAoui, de m'avoir donné l'opportunité en proposant un thème de recherche innovant et laborieux, je voudrais lui adresser mes vifs remerciements pour toutes les remarques constructives et également pour sa patience et son intérêt continuel au bon déroulement de ce travail.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur le Professeur MEHADJI ABRI non seulement d'être mon co-encadreur, mais de la confiance qu'il m'a accordée en m'accueillant dans son équipe de recherche. Le rôle d'un frère qu'il a joué m'a donné confiance en moi-même et de mes compétences, sa disponibilité et ses conseils précieux m'ont guidé, tout au long de cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur BENAïSSA MOHAMMED de l'Université de Tlemcen pour avoir bien voulu présider le jury. Sa présence apportera certainement d'autres horizons à mes travaux et recherches.

Je remercie également Monsieur Hamza ABID, Professeur de l'Université de Sidi Bel Abbés qui a bien voulu faire partie du jury et eu la gentillesse d'examiner le présent travail.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur Macho ANANI, Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbés, qui a accepté de participer au jury et d'examiner la présente thèse, qu'il accepte mes sincères remerciements.

Il m'est très agréable de remercier, le Professeur CHIKH ABDELMADJID Directeur de laboratoire ISSM de l'Université de Tlemcen pour m'avoir accepté à faire mes calculs numériques sur leur centre de calcul sans oublier Mr MOUNGAR et Mr Bachir RAHMI, docteurs l'UABB de Tlemcen, ont été d'un grand soutien pour moi, et leur grande qualité humaine. Je leurs présente mes remerciements chaleureux et ma gratitude.

Il me tient à cœur également d'exprimer ici ma profonde amitié aux Dr. Farah LALLAM. Et Madame Fadia BELHADJ KACEM Durant toutes ces années, elles étaient

présentes à mes côtés, subissant mes périodes de découragement avec beaucoup de gentillesse. Il n'y a pas de mots pour les remercier pour tout ce qu'elles ont fait.

Enfin, j'ai une pensée toute particulière pour ma famille et surtout mon mari dont le soutien ne m'a jamais fait défaut durant toutes ces années d'études.

# Liste des abréviations

Dans ce manuscrit nous avons utilisée quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous.

**$a$** : Période du cristal photonique.

**BIP**: Bande Interdite Photonique.

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

**CP**: Cristal Photonique.

**CFD**: Channel-Drop Filter.

**CPS**: Cristaux photoniques.

**$f$** : Facteur de remplissage.

**FEM**: Méthode des éléments finis.

**GaAs**: Arsenic de Gallium.

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

**$I$**  : Intensité.

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

**$n$** : Indice de réfraction.

**MEB**: Microscope Electronique à Balayage.

**NCA** : nano-cavités annulaires.

**$Q$** : Facteur de qualité.

**$r$** : Rayon d'inclusion.

**$r/a$** : Rayon normalisé d'inclusion.

**PCRR**: Photonic Crystal Ring Resonateur.

**PBG**: Photonic Band Gap.

**PML**: Perfectly Matched Layer.

**PWE**: Plane Wave Expansion.

**PCRR**: Photonic Crystal Ring Resonateur.

**PBG**: Photonic Band Gap.

**PML**: Perfectly Matched Layer.

**PWE:** Plane Wave Expansion.

**$W_1^{\text{KA}}$ :** guides d'ondes mono-rangées.

**RAQC :** résonateur en anneau quasi-carré.

**TE:** Transverse Electrique.

**TM:** Transverse Magnétique.

**$W_1^{\text{KA}}$ :** guides d'ondes mono-rangées.

**$\lambda$ :** Longueur d'onde.

**$\varepsilon$ :** Permittivité diélectrique.

**$\xi$  :**est la susceptibilité du matériau.

**$\mu$ :** Perméabilité magnétique.

**$\Theta$ :** Opérateur Hermitien.

# Liste de figures

Figure 1-1: Les différentes classes de cristaux photoniques : 1D, 2D et 3D [11].

Figure 1-2: Schéma d'un cristal photonique unidimensionnel constitué d'un empilement périodique de couches diélectriques de période  $d$ .

Figure 1-3: (a) Schéma d'une couche CP 2D de type trou constituée de cylindres à faible indice de réfraction dans une couche à indice élevé. (b) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'un CP de type trou fabriqué dans une plaque de silicium (Réf. [13]). (c) Schéma d'un CP 2D de type tige constitué de cylindres à indice de réfraction élevé dans un arrière-plan à faible indice. (d) Image MEB d'un CP de type tige fabriqué formé par des tiges de GaAs sur une couche d'oxyde d'aluminium à faible indice (Réf. [14]).

Figure 1-4: Un exemple d'une structure de CPh 3D «tas de bois» connue pour présenter une bande interdite photonique complète. (a) Schéma d'un CPh «tas de bois idéal». (b) Image MBE d'une véritable structure de tas de bois 3D fabriquée en silicium (à partir de la réf [21])

Figure 1-5: (a) et (d): Diagrammes de réseaux CPh carrés et triangulaires dans l'espace réel générés par les vecteurs de base  $e_1$  et  $e_2$ . (b) et (e): les réseaux réciproques correspondants et les vecteurs de base  $b_1$  et  $b_2$ . Les limites des premières zones Brillouin sont indiquées par les lignes pointillées. (c) et (f): Représentation des premières zones de Brillouin et de la région irréductible (triangles blancs) des deux réseaux.

Figure 1-6: (a) Surfaces de bande TM pour un CP 2D de type tige de réseau carré avec les paramètres définis dans le texte. (b) Tracé de contour équifréquence pour la deuxième bande en (a). (c) Diagramme de bande pour la même structure montrant les modes TE et TM en bordure de la zone de Brillouin irréductible. (d) Diagramme de bande pour le cristal photonique de type trou triangulaire 2D avec les paramètres définis dans le texte [41.42]

Figure 1-7 : Diagramme de surface de bande montrant les quatre premières bandes du CPh de type trou considéré dans la section I.5.3, mais avec une couche finie de hauteur  $0,4d$  entourée d'air, comme sur la Figure I.5-2 (d). La surface blanche centrée en  $\Gamma$  représente le cône lumineux. Les modes à l'extérieur du cône sont guidés dans la couche, tandis que ceux à l'intérieur du cône peuvent rayonner dans la gaine.

Figure 1-8: (a) Diagramme de bande d'une couche CP de type trou avec les mêmes paramètres que sur la Figure I.5-2(d) et une hauteur de couche de  $0,4d$ . Le revêtement au-dessus et au-dessous de la couche est de l'air. (b) Diagramme de bande d'un CP de type tige avec les mêmes paramètres que dans les Figure I.5-2 (a) - (c) où les cylindres de hauteur  $1,5d$  entourés au-dessus et au-dessous d'une gaine de silice.

Figure 1-9: (a) Courbes de dispersion pour un guide d'ondes formé dans le réseau triangulaire CPh de la section I.5.3 en supprimant une ligne de cylindres le long de la direction  $\Gamma-K$ . Deux modes de guide d'ondes existent dans la bande interdite: un mode de symétrie paire (courbe pleine) et un mode de symétrie impaire (courbe en pointillés). Les distributions de champ Hz des modes pair et impair sont indiquées en (b) et (c) respectivement pour  $k = \pi / d$ , illustrant clairement la différence de symétrie.

Figure 1-10 : Schémas montrant trois géométries différentes de coupleur add / drop. (a) et (b) Deux méthodes alternatives pour les guides d'ondes couplés à cavité dans le plan. (c) Filtre de chute de canal hors plan.

Figure. II-1. Non-linéaire ring résonateur.

Figure. II-2. Les spectres de sorties de résonateur.

Figure. II-3. La structure de port logique AND.

Figure. II-4. Distribution du champ optique pour les différents états de porte AND

Figure. II-5. Le port logique NAND proposé.

Figure. II-6. La structure finale de port XOR/XNOR

Figure. II-7. Distribution de champ optique des états de fonctionnement de XOR/XNOR

Figure. II-8. Port logique OR.

Figure. II-9. Distribution de champ optique dans le port

Figure. II-10. La structure proposée de port logique NOR.

Figure. II-11. Distribution de champ optique de port NOR Fig. II - 11.

Figure III. 1: Diagramme de bandes

Figure III. 2: Structure périodique 2D déconnectée

Figure III. 3: Représentation de la structure carrée sans défaut

Figure III. 4 : Réponse spectrale de la transmission et la réflexion

Figure III. 5 : Distribution du champ électrique d'une structure CP carrée sans défaut pour différents longueurs d'ondes en mode TE: (a) pour  $\lambda=1.553 \mu\text{m}$  et (b) pour  $\lambda= 1.302\mu\text{m}$ .(c) pour  $\lambda= 1.634 \mu\text{m}$ .

Figure III. 6: Schéma d'un guide d'onde  $W_1^K A$  défini dans un réseau dimensionnel

Figure III.7 : Représentation du Guide  $W_1^K A$  dans une structure carrée

Figure III. 8: La réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide mono-rangée.

Figure III.9: Répartition du champ électrique d'une structure CP carrée avec défaut pour différents longueurs d'ondes

Figure III.10 La conception schématique du RAQC-NCA  $a = 640 \text{ nm}$ ,  $r = 120.32 \text{ nm}$   $r_{in} = 151.3 \text{ nm}$ ,  $a \text{ (NRC)} = 551.36 \text{ nm}$ ,  $(\text{NRC}) = 130.34 \text{ nm}$ ,  $d = 1608.36 \text{ nm}$ ,  $l = 116 \text{ nm}$

Figure III.11 : spectre de transmission du filtre aux ports B et C.

Figure III.12. Distribution du champ électrique (a)  $\lambda = 1.553 \mu\text{m}$  (la résonance)

(b)  $\lambda = 1.556 \mu\text{m}$  (hors -résonance).

Figure III.13 : Les spectres de transmission du filtre au port C pour différentes valeurs de  $n$ .

Figure III.14 : La variation du facteur de qualité en fonction de l'indice de refraction.

Figure III.15 : Les spectres de transmission du filtre au port C pour différentes valeurs de  $r$ .

Figure III.16: La variation du facteur de qualité en fonction de  $r/a$ .

Figure III.17 : Les spectres de transmission du filtre au port C pour différentes valeurs de  $a$ .

Figure III.18: La variation du facteur de qualité en fonction de  $a$ .

Figure III.19 La conception schématique du filtre ultra sélectif. Les paramètres sont donnés par:  $a = 640$  nm,  $r = 120.32$  nm,  $r_{in} = 151.3$  nm,  $a_{NRC} = 551.36$  nm,  $r_{NRC} = 130.34$  nm,  $d = 1608.36$  nm,  $l = 1169.61$  nm

Figure III.20: Le spectre de transmission du filtre présenté sur la figure III.19.

Figure III.21. Répartition du champ électrique

Figure III.22 La conception schématique de la porte OR  $n = 3.28$ ,  $r = 0.188 \times a$  et  $a = 640$  nm.

Figure III.23. Répartition du champ électrique (a)  $1 \text{ OR } 0 = 1$ . (b)  $0 \text{ OR } 1 = 1$ . (c)  $1 \text{ OR } 1 = 1$ .

Figure III.24 La conception schématique de la porte OR

Figure III.25. Répartition du champ électrique (a)  $1 \oplus 0 = 1$ . (b)  $0 \oplus 1 = 1$ . (c)  $1 \oplus 1 = 0$

Figure III.26 : Schéma d'une structure à base CPs-2D de tiges présentant un effet non-linéaire en GaAs.

Figure III.27 : Schéma du guide mono-rangé proposé à base CPs-2D de tiges présentant un effet non-linéaire en GaAs.

Figure III.28: Spectre de transmission du guide mono-rangée excité par une faible intensité  $I=0.5\text{KW}/\mu\text{m}^2$ .

Figure III.29: Spectre de transmission du guide mono-rangée excité par une forte intensité  $I=1\text{KW}/\mu\text{m}^2$ .

Figure III.30 : cartographie du champ  $E_z$  pour (a) :  $I = 0.5\text{KW}/\mu\text{m}^2$ , (b) :  $I = 1\text{KW}/\mu\text{m}^2$

Figure III.31 : Schéma du commutateur tout optique proposé.

Figure III.32: Spectre de transmission du commutateur présenté dans la figure III.26.

Figure III.33: Schéma du commutateur tout-optique proposé.

Figure III.34: Spectre de transmission du commutateur tout-optique excité par deux intensités différentes  $I = 0.5\text{KW}/\mu\text{m}^2$  et  $I = 1\text{KW}/\mu\text{m}^2$ .

Figure III. 35 Distribution du champ électrique du commutateur tout-optique avec  $I=0.5\text{KW}/\mu\text{m}^2$

Figure III. 36: Distribution du champ électrique du commutateur tout-optique avec  $1\text{KW}/\mu\text{m}^2$



## SOMMAIRE

<b>DEDICACES</b> .....	<b>i</b>
<b>REMERCIEMENTS</b> .....	<b>ii</b>
<b>LISTE DES ABREVIATIONS</b> .....	<b>iv</b>
<b>LISTE DE FIGURES</b> .....	<b>vi</b>
<b>SOMMAIRE</b> .....	<b>ix</b>
<b>INTRODUCTION GENERALE</b> .....	<b>1</b>

### **CHAPITRE I: Généralités sur les cristaux photoniques**

I.1	Introduction .....	6
I.2	Cristaux photoniques unidimensionnels.....	7
I.3	Cristaux photoniques bidimensionnels.....	9
I.4	Cristaux photoniques tridimensionnels .....	10
I.5	Structure de bande et modes Bloch des cristaux photoniques 2D.....	12
I.5.1	Calcul de la structure de bande.....	12
I.5.2	Modes TE et TM .....	15
I.5.3	Structures de bande des réseaux carrés et triangulaires.....	15
I.6	Substrats de cristal photonique .....	18
I.6.1	La ligne lumineuse .....	18
I.6.2	Couches de cristal photonique de type trou.....	20
I.6.3	Couche de cristal photonique de type tige.....	21
I.7	CPs avec défaut: cavités et guides d'ondes.....	22
I.7.1	Cavités .....	23
I.7.2	Guides d'ondes.....	24
I.7.3	Filtres add/drop.....	26
I.8	Conclusion.....	27
	Référence: .....	29

### **CHAPITRE II: Les cristaux photoniques non-linéaire : application à la conception des ports logiques**

II.1	Introduction .....	34
II.2	La non-linéarité dans les cristaux photoniques .....	34
II.2.1	Polarisation non linéaire .....	35
II.2.2	Optique non linéaire du second ordre.....	36
II.2.3	Optique non linéaire du troisième ordre .....	37

II.2.4 Mélange de quatre ondes .....	39
II.3 Les ports logiques à base de CPs non linéaire :.....	39
II.3.1 Porte logique AND/NAND tout-optique en CPs : .....	40
II.3.2 Port logique XOR/XNOR tout-optique en CPs.....	45
II.3.3 Port logique OR/NOR tout-optique en CPs : .....	48
II.4 Conclusion.....	51
Références :.....	52

### **Chapitre III Résultats et Interprétations**

III.1 Introduction .....	55
III.2 Etude de la structure .....	55
III.2.1 Critères de sélection .....	55
III.2.2 Paramètres de la structure étudiée .....	56
III.2.3 Etude de diagramme de dispersion des cristaux photoniques 2D .....	57
III.2.4 Etude des structures bidimensionnelles sans défaut.....	58
III.2.5 Structure d'un guide mono-rangée .....	61
III.2.6 Résonateur en anneau quasi carré (RAQC) avec nano-cavités annulaires (NCA) .....	63
III.2.7 Paramètres affectant les caractéristiques du filtre .....	67
III.3 APPLICATIONS.....	72
III.3.1 Résonateur à double anneau .....	73
III.3.2 Porte OR.....	76
III.3.3 Porte XOR .....	78
III.4 Commutateur tout-optique conçu en cristaux photoniques non- linéaires .....	81
III.4.1 Etude de l'effet de l'intensité : cas d'un guide d'onde.....	81
III.4.2 Description du commutateur tout-optique proposé à base d'un résonateur en anneau .....	84
III.5 Conclusion.....	88
REFERENCES .....	90
<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>93</b>
<b>Annexe.....</b>	<b>95</b>

# Introduction générale

Contrôler la propagation de la lumière à l'échelle nanométrique, tel est l'objectif de la photonique, une branche récente et prometteuse de la nano-optique. L'élément de base est le cristal photonique. Au cours de cette décennie, les cristaux photoniques (CPs) également connus sous le nom de structures à bandes interdites photoniques « BIPs en français et Photonic Band Gap: PBG en anglais » ont suscité un intérêt important dans la communauté scientifique. Cet intérêt pour ces matériaux est dû au fait qu'ils possèdent des propriétés optiques uniques. Ils constituent à l'heure actuelle une nouvelle classe de matériaux artificiels, découverts pour la première fois par Yablonovitch [1] et John [2] à la fin des années 80. Il faut noter qu'afin de contrôler la lumière, des structures périodiques unidimensionnelles tels que les miroirs de Bragg ont été utilisés bien avant cette proposition.

Les cristaux photoniques sont des nanostructures composées de matériaux hétérogènes artificiels ou naturels, présentant une variation périodique de leur indice de réfraction de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière dans une ou plusieurs directions de l'espace. Ces cristaux photoniques interdisent la propagation des ondes lumineuses dans une gamme de fréquence située à l'intérieur d'une bande appelée bande interdite. Pour ces longueurs d'onde, le cristal réfléchit totalement la lumière, cette propriété les rend intéressants pour de nombreuses applications en optique intégrée [3- 6].

La modification de la périodicité de l'indice de réfraction réalisée par l'insertion de défauts (ponctuel ou linéaire ou les deux) à l'intérieur de ces nanostructures permet le control du flux de la lumière, Les modes ayants des fréquences appartenant à la bande interdite peuvent apparaitre grâce à ces défauts.

A L'image des électrons dans les semi-conducteurs, les photons sont répartis dans les CPs en bandes de transmission séparées par des bandes d'énergies interdites. Cette analogie permet d'envisager l'utilisation des cristaux photoniques pour stocker, localiser, filtrer ou bien guider la lumière.

Les CPs sont très prometteurs pour la réalisation de composants optiques planaires compacts et originaux. Ils représentent une plate-forme extrêmement intéressante pour la future optique intégrée miniature car ils ont les qualités de confinement requises.

Ce travail s'appuie sur la conception de filtres à extraction (Channel drop filters, CDFs) basés sur le couplage entre les guides d'onde et les résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (PCRRs). Nous allons proposer un filtre à résonateur en anneau quasi carré (RAQC) avec nano-cavités annulaires (NCA) simulé dans la gamme de la longueur d'onde proche infrarouge à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics. Ces filtres seront conçus sur un réseau carré à base de CPs en moyen de tiges GaAs plongés dans l'air.

En s'appuyant sur la méthode des éléments finis FEM 2D comme outil numérique dans la résolution des équations de Maxwell relatives à la propagation du champ électromagnétique dans les CPs, on aboutit aux réponses spectrales et à la répartition du champ électromagnétique. Les résultats obtenus ont permis de valider l'efficacité de la méthode proposée et l'applicabilité de ces dispositifs pour le traitement de l'information dans l'optique intégrée.

Nous allons ensuite analyser l'effet de différents paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques de ces filtres. La faisabilité de CDFs accordables utilisant des PCRRs s'est avérée possible, ce qui est certainement très avantageux pour de nombreuses applications dans les réseaux de communication optique.

Ce travail a été partagé en quatre parties :

Le premier chapitre est consacré pour une description générale des cristaux photoniques. Dans lequel, nous donnerons quelques concepts de base sur les CPs, leurs caractéristiques géométriques et les différentes familles. Nous étudierons par la suite la notion de bande interdite photonique et la carte des bandes. Nous aborderons par la suite les techniques de modélisation et les principes de défaut ponctuels et étendus qui existent aux niveaux des CPs. Nous achèverons ce chapitre par quelques applications de cristaux photoniques bidimensionnels.

Dans le deuxième chapitre, nous expliquerons comment ces matériaux peuvent acquérir un comportement non-linéaire sous l'effet d'un champ intense. Nous achèverons cette partie par un bref état de l'art sur la commutation tout-optique dans les CPs à effet Kerr où nous détaillerons les mécanismes de cette dernière et ces applications ainsi qu'une présentation de quelques travaux sur les commutateurs tout-optiques dans la littérature [7-8].

Au troisième chapitre, une démonstration détaillée des étapes de conception par simulation d'un commutateur tout-optique est représentée. Dans un premier temps, nous allons modéliser le comportement des filtres Channel-drop basés sur l'assemblage entre des résonateurs en anneaux et des guides d'ondes. Nous établirons la transmission des ondes électromagnétiques et la distribution du champ électromagnétique à travers les structures pour différentes valeurs de fréquences où la longueur d'onde de résonance du PCRR désirée est  $\lambda$  égal à  $1.5531 \mu\text{m}$ .

Nous étudierons par la suite les portes logiques OR et XOR [2] tout optique à base de résonateurs en anneaux, Afin d'avoir une grande sélectivité de filtrage et aussi d'avoir une commutation rapide dans le domaine de la non-linéarité [3], nous augmentons le nombre de résonateurs en anneaux, et ces derniers seront utilisés pour la conception de toutes les portes logiques qui fonctionnent en utilisant l'effet Kerr égal à  $10^{-6} \text{ m}^2 / \text{w}$ .

Enfin, nous achèverons ce document par une conclusion générale.

## Références

- [1] E. Yablonovitch, Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics, *Phys. Rev. Lett.* Vol. 58, 2059–2062, (1987).
- [2] S. John, ‘Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices’, *Phys. Rev. Lett.* Vol. 58, 2486–2489, (1987).
- [3] H. Badaoui, M. Feham et M. Abri, ‘Double Bends and Y-Shaped Splitter Design for Integrated Optics’, *Progress In Electromagnetics Research Letters*, Vol. 28, 129-138, (2012).
- [4] H. Badaoui, M. Feham et M. Abri, ‘Optimized 1×4 Y Shaped Splitter for Integrated Optics’, *Australian Journal of Basic and Applied Sciences*, Vol. 5 (10): 482-488, (2011).
- [5] H. Badaoui, H. Abriet M. Abri, ‘New Design of Integrated 2D Photonic Crystal Narrow Band Filters Using the FDTD-2D Method’, *Frequenz*, Vol. 68 (11–12): 511–518, (2014).
- [6] J.Z. Jiang, Z.X. Qiang, H. Zhang, Y.M. Zheng et Y.S. Qiu, ‘A high-drop hole-type photonic crystal add-drop filter’, *Optoelectronics Letters*, Vol. 10, Issue 1, 34-37, (2014).
- [7] A. Guowen, L. Shuguang, Z. Wan, F. Zhenkai, B. Yajie et Y. Yuhong, ‘Numerical simulation of elliptical structure photonic crystal fiber polarizing filter with Au-coated and liquid-filled air holes’, *Optical and Quantum Electronics*, 2014.
- [8] X. Zhang, Q.H. Liao, T.B. Yu et N.H. Liu, ‘A novel multimode interference wavelength division demultiplexer in photonic crystal’, *Chinese Journal of Quantum Electronics*, Issue 6, Page 753-758, (2011).

# **Chapitre I**

---

## **Généralités sur les cristaux photoniques**

---

## I.1 Introduction

Les propriétés optiques des structures périodiques peuvent être observées dans tout le monde naturel, des couleurs changeantes d'une opale portée à la lumière en passant par les motifs sur les ailes d'un papillon. La nature exploite les cristaux photoniques depuis des millions d'années [1], mais les humains n'ont commencé que récemment à réaliser leur potentiel. Des structures périodiques unidimensionnelles sous la forme de piles de couches minces ont été étudiées pendant de nombreuses années [2], mais le cristal photonique tridimensionnel a été proposé pour la première fois par Yablonovitch [3] et John [4] en 1987. Yablonovitch a proposé que les structures diélectriques périodiques tridimensionnelles pourraient présenter une bande interdite électromagnétique - une gamme de fréquences à laquelle la lumière ne peut se propager à travers la structure dans aucune direction. Il a également prédit que l'émission spontanée indésirable dans un semi-conducteur peut être empêchée en structurant le matériau de sorte que les fréquences de ces émissions tombent dans une bande interdite photonique; comme aucun état de propagation n'existe à cette fréquence, l'émission est effectivement interdite. John [4] a montré que de nombreuses propriétés des CPs survivent même lorsque le réseau périodique devient désordonné. Dans de telles structures, si le contraste d'indice est suffisamment important, une forte localisation de la lumière peut encore se produire, par analogie avec les bandes interdites électroniques des semi-conducteurs amorphes. L'interprétation de Yablonovitch [3] des modes de cavité qui peuvent être introduits dans une structure périodique en créant un défaut ou un «glissement de phase» est peut-être plus pertinente pour la plupart des recherches de CPs qui ont suivi et pour le sujet de cette thèse. Alors que les cavités résonantes dans les lasers à rétroaction distribuée avaient déjà été démontrées en utilisant cette approche [5], Yablonovitch a montré que les modes pouvaient être localisés en trois dimensions et a expliqué l'effet en termes d'états de défaut dans la bande interdite photonique. A partir de ce constat et des propositions initiales pour limiter l'émission spontanée, le concept de contrôle de la lumière avec des structures périodiques s'est rapidement développé pour devenir un sujet de recherche mondial.

Les bandes interdites dans les matériaux périodiques étaient déjà bien comprises dans la physique du solide, où la présence de bandes interdites électroniques dans les semi-conducteurs a révolutionné l'électronique. De nombreux concepts issus de la recherche sur l'état solide ont été transférés aux cristaux photoniques, y compris la notation et la nomenclature, et c'est peut-être ce qui a permis au domaine de faire des progrès aussi rapides en moins de vingt ans. Après leur découverte, des nombreuses applications ont émergées comme les fibres CPs, les filtres [6], les diviseurs [7], les démultiplexeurs [8, 9] et dernièrement les applications de portes logiques [10].



Ces matériaux artificiels dont le constant diélectrique est modulé de façon périodique suivant une ou plusieurs dimensions de l'espace, peuvent être unidimensionnelle (1D), bidimensionnelle (2D) ou encore tridimensionnelle (3D) (**Error! Reference source not found.**). Cette variation périodique de l'indice optique entraîne l'apparition de gammes de fréquence pour laquelle la lumière ne peut alors plus se propager.

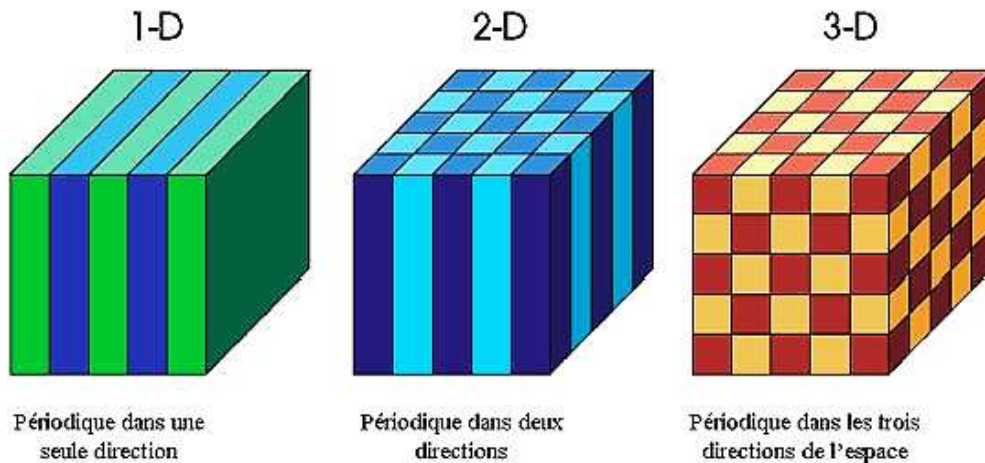


Figure I-1: Les différentes classes de cristaux photoniques : 1D, 2D et 3D [11].

Ce chapitre se veut un bref aperçu de l'histoire, des concepts, des caractéristiques et des applications des cristaux photoniques (CP). Un seul chapitre est insuffisant pour passer en revue un domaine qui continue de croître de façon presque exponentielle dans la littérature près de 20 ans après son début, donc l'attention est accordée aux aspects les plus pertinents pour le travail présenté dans le reste de cette thèse. Les sections I.2 à I.4 présentent les concepts de cristaux photoniques et de bandes interdites à une, deux et trois dimensions et la motivation qui a conduit à leur développement. La théorie des structures de bande et des modes de Bloch des cristaux photoniques uniformes bidimensionnels et des plaques de cristal photonique est ensuite examinée dans les sections I.5 et I.6. La section I.6.3 concerne les propriétés et les applications des défauts dans les CP, et en particulier ceux conçus pour le comportement résonnant et le guidage d'ondes. L'intégration de ces deux fonctions dans des dispositifs photoniques est discutée dans le cadre de deux opérations de base: le couplage et le filtrage add / drop.

## I.2 Cristaux photoniques unidimensionnels

Bien que le terme cristal photonique (CPs) soit relativement récent, de simples CPs unidimensionnels (1D) sous forme d'empilements diélectriques périodiques sont utilisés depuis bien plus longtemps [2]. Grâce à leurs propriétés de réflexion sélectives en longueur d'onde, ils sont utilisés dans une large gamme d'applications, y compris les miroirs à haut rendement, les cavités Fabry-Pérot,

les filtres optiques et les lasers à rétroaction distribuée. Comme illustré sur la Figure I-2, le CP le plus simple est un empilement alterné de deux matériaux diélectriques différents. Lorsque la lumière est incidente sur une telle pile, chaque interface reflète une partie du champ. Si l'épaisseur de chaque couche est choisie de manière appropriée, les champs réfléchis peuvent se combiner en phase, ce qui entraîne une interférence constructive et une forte réflectance, également appelée réflexion de Bragg. Contrairement aux CP bidimensionnels et tridimensionnels, la réflexion de Bragg 1D se produit quel que soit le contraste d'indice, bien qu'un grand nombre de périodes soit nécessaire pour obtenir une réflectance élevée si le contraste est petit. Étant donné que l'absorption dans les matériaux optiques diélectriques est très faible, les miroirs fabriqués à partir d'empilements diélectriques sont extrêmement efficaces et peuvent être conçus pour refléter presque 100% de la lumière incidente dans une petite plage de fréquences. La principale limitation de ces miroirs diélectriques est qu'ils ne fonctionnent que pour une plage d'angles limitée proche de l'incidence normale.

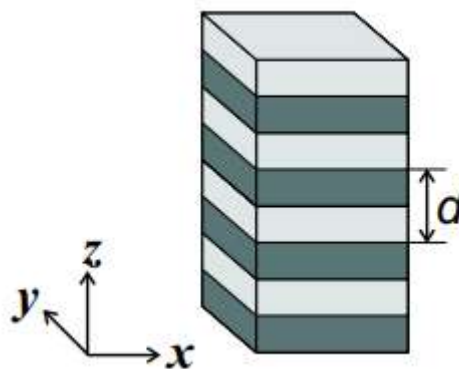


Figure I-2: Schéma d'un cristal photonique unidimensionnel constitué d'un empilement périodique de couches diélectriques de période  $d$ .

Une autre application plus récente des CPhs 1D est la fibre à réseau de Bragg (FBG<sub>Eng</sub>: «fibre Bragg grating»), dans lequel l'indice de réfraction du cœur de la fibre varie périodiquement le long de son axe, se rapprochant typiquement d'un profil sinusoïdal. Ce cas est un peu plus complexe car l'indice de réfraction varie en continu, plutôt que discrètement, comme dans l'exemple précédent, mais les propriétés sont essentiellement les mêmes. La principale différence est que le contraste d'indice de réfraction dans le FBG est si petit ( $\Delta n \leq 0.5\%$ ) que la bande passante opérationnelle est très étroite et que des milliers de périodes sont généralement nécessaires pour obtenir les propriétés de réflectance souhaitées. Les FBG font maintenant partie intégrante des systèmes à fibres optiques, étant utilisés dans la compensation de dispersion, les filtres et une large gamme d'autres applications [12].

### I.3 Cristaux photoniques bidimensionnels

Les CPs bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D) peuvent être considérés comme des généralisations au cas 1D où une bande interdite 2D ou 3D complète n'apparaît que si la condition de réflexion de Bragg 1D est satisfaite simultanément pour toutes les directions de propagation dans lesquelles la structure est périodique.

Pour la plupart des treillis périodiques 2D, cela se produit à condition que le contraste d'index soit suffisamment grand, mais pour les structures 3D, seules certaines géométries de treillis affichent les propriétés nécessaires, et seulement pour des contrastes d'index suffisamment grands.

Au lieu d'un empilement de couches diélectriques uniformes, les CPh 2D consistent généralement en un réseau de cylindres diélectriques dans un matériau de fond diélectrique homogène, comme illustré sur la Figure I-3, bien qu'il existe de nombreuses autres géométries possibles. Si le contraste d'indice de réfraction entre les cylindres et le fond est suffisamment important, des bandes interdites 2D peuvent se produire pour une propagation dans le plan de périodicité (perpendiculaire aux tiges). La lumière à une fréquence dans la bande interdite subit une réflexion de Bragg dans toutes les directions en raison du réseau périodique de cylindres. Cependant, comme dans le cas 1D où la lumière pourrait encore se propager en deux dimensions, dans une propagation CPh 2D peut encore se produire dans la direction non périodique, parallèle aux cylindres. Ainsi, un moyen alternatif de confinement est nécessaire dans la troisième dimension pour éviter des pertes excessives dues à la diffraction et à la diffusion.

Comme dans les dispositifs à semi-conducteurs, une grande partie de l'intérêt des cristaux photoniques ne provient pas de la présence d'une bande interdite seule, mais plutôt de la capacité à créer des états de défaut localisés dans la bande interdite en introduisant un défaut structurel dans un réseau par ailleurs régulier. Par exemple, la suppression d'un seul cylindre d'un CP 2D crée un défaut ponctuel ou une cavité résonnante, et la suppression d'une ligne de cylindres peut créer un guide d'ondes qui prend en charge les modes de propagation. De nombreuses applications potentielles basées sur ce concept ont été proposées et démontrées [8, 15, 16]

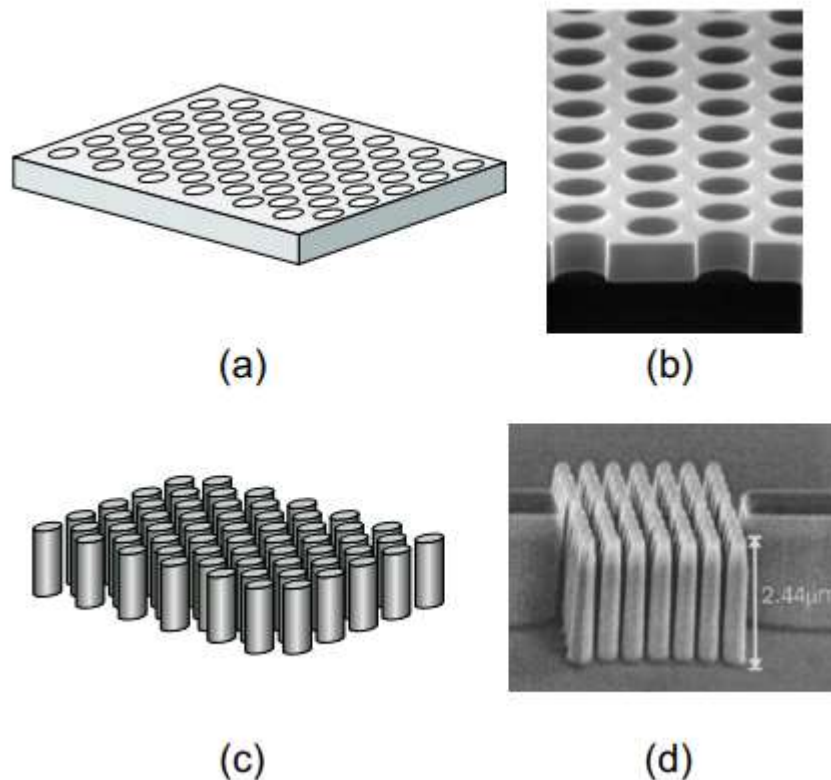


Figure I-3:(a) Schéma d'une couche CP 2D de type trou constituée de cylindres à faible indice de réfraction dans une couche à indice élevé. (b) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'un CP de type trou fabriqué dans une plaque de silicium (Réf. [13]). (c) Schéma d'un CP 2D de type tige constitué de cylindres à indice de réfraction élevé dans un arrière-plan à faible indice. (d) Image MEB d'un CP de type tige fabriqué formé par des tiges de GaAs sur une couche d'oxyde d'aluminium à faible indice (Réf. [14]).

Une deuxième classe d'applications CP 2D exploite les propriétés uniques des modes de propagation qui existent en dehors des bandes interdites dans les CPs sans défaut. La symétrie de translation discrète des CPs impose des conditions de phase strictes aux distributions de champ qu'elles supportent. En conséquence, seul un nombre discret de modes est pris en charge pour une fréquence donnée et la lumière qui se propage dans ces modes de Bloch peut avoir des propriétés très différentes de la lumière dans un milieu homogène.

#### I.4 Cristaux photoniques tridimensionnels

Les CP tridimensionnels se sont avérés être les structures de CPh les plus difficiles à fabriquer. Alors que la recherche CP 2D a tiré un avantage significatif de la technologie bien établie de C 1D à couche mince et de traitement des semi-conducteurs comme le dépôt plasma et la lithographie par faisceau d'électrons, la fabrication de CPs 3D a nécessité le développement de techniques entièrement nouvelles. Pour cette raison, il a fallu plus de trois ans après la proposition initiale de matériaux à bande interdite 3D [3, 4] pour qu'une structure soit calculée pour présenter une bande interdite pour

toutes les directions et toutes les polarisations [17]. La conception consistait en des sphères diélectriques positionnées aux sommets d'un réseau de diamant. Cela faisait suite à des rapports expérimentaux de l'année précédente dans lesquels une bande interdite partielle dans un réseau cubique à faces centrées (FCC) de sphères a été identifiée par erreur comme une bande interdite complète [18]. Ce dernier résultat a mis en évidence la nécessité de disposer d'outils théoriques et informatiques rigoureux capables de traiter des diélectriques à haut contraste d'indice.

Depuis ces premières études, une large gamme de géométries CP 3D présentant des bandes interdites complètes a été démontrée à la fois en théorie et en expérience. À titre d'exemple, un CP 3D «tas de bois» est illustré à la Figure I-4. En raison des défis liés à la fabrication de structures de haute qualité avec des caractéristiques à l'échelle des longueurs d'onde optiques, les premières expériences sur les cristaux photoniques ont été réalisées à des fréquences micro-ondes et infrarouges moyennes [19, 20, 21]. Avec l'amélioration des méthodes de fabrication et de traitement des matériaux, des structures plus petites sont devenues réalisables, et en 1999, le premier CP 3D avec une bande interdite aux fréquences de télécommunications a été signalé [22]. Depuis lors, diverses géométries de réseau CP ont été signalées pour fonctionner à des fréquences similaires [23, 24, 25].

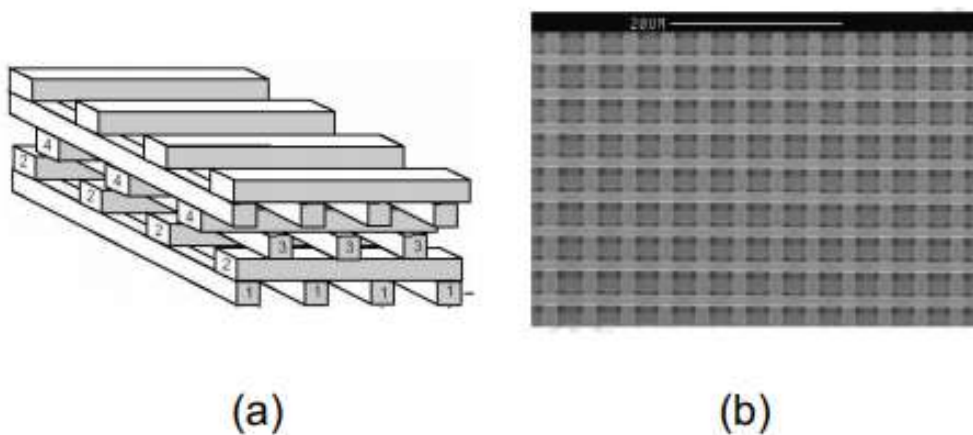


Figure I-4: Un exemple d'une structure de CPh 3D «tas de bois» connue pour présenter une bande interdite photonique complète. (a) Schéma d'un CPh «tas de bois idéal». (b) Image MBE d'une véritable structure de tas de bois 3D fabriquée en silicium (à partir de la réf [21])

Le guidage d'ondes et l'introduction de défauts intentionnels dans les CPs 3D n'ont pas progressé aussi rapidement que dans les CPs 2D, en grande partie en raison des difficultés de fabrication et de la géométrie plus complexe requise pour obtenir des bandes interdites 3D. Des études théoriques ont démontré le potentiel de nouvelles conceptions de circuits photoniques [26, 27], mais à ce jour, seuls quelques résultats expérimentaux ont été rapportés [28, 29]. Bien qu'une grande partie

de l'intérêt récent pour les CP se soit concentrée sur les applications liées aux télécommunications, le concept original de contrôle des émissions spontanées n'a pas été oublié. Des expériences récentes ont démontré à la fois l'inhibition et l'amélioration de l'émission spontanée à partir de points quantiques intégrés à la fois en CPs 2D [30] et en 3D [28, 31]. Il a également été démontré que la présence d'une bande interdite photonique aux fréquences de rayonnement du corps noir modifie les propriétés d'émission thermique des CPs 3D du tungstène chauffé [32, 33].

Les CPs 3D formés dans des matériaux à faible contraste d'indice tels que la silice ou le polymère sont également potentiellement utiles pour des applications en dehors de gap où une bande interdite complète n'est pas nécessaire. Les effets de super prisme ont été calculés dans des CPs 3D à base de polymères [34], et des effets de bande interdite ajustables ont également été démontrés en utilisant à la fois un accord non linéaire [35] et un accord à base des cristaux liquides [36, 37].

## I.5 Structure de bande et modes Bloch des cristaux photoniques 2D

Le reste de cette thèse porte sur les CPs 2D et leur application au traitement optique et aux circuits intégrés photoniques. Dans cette section, nous passons en revue les propriétés de la structure de bande des CPs 2D et les modes Bloch associés des réseaux CPs uniformes. Un CP vraiment 2D est invariant dans la direction parallèle à l'axe du cylindre, et a donc des cylindres de longueur infinie. Pour une analyse rigoureuse d'une telle structure, la composante du vecteur d'onde hors plan doit être incluse dans un calcul 3D complet, mais cela peut être peu pratique pour les grandes structures étant donné les exigences de calcul des simulations 3D. Dans un calcul 2D, seule la propagation dans le plan est prise en compte, mais il existe quelques modifications simples qui peuvent être apportées pour corriger partiellement les composants de vecteurs d'ondes hors plan. Bien que les structures CP réelles aient des cylindres de longueur finie et reposent généralement sur une géométrie de guide d'ondes de substrat pour éviter les pertes hors plan, la base physique est la même, et des informations significatives peuvent être obtenues en considérant le cas idéal. Sauf indication contraire, les structures étudiées tout au long de cette thèse sont traitées en 2D et la lumière est supposée se propager dans le plan du CP.

### I.5.1 Calcul de la structure de bande

Les Figure I-5 (a) et (d) (section 1.5.3) montrent deux géométries CP 2D typiques constituées d'un réseau carré et triangulaire de cylindres de rayon  $r$  et d'indice de réfraction  $\langle n_{cyl} \rangle$  noyés dans un diélectrique de fond d'indice de réfraction  $\langle n_{fon} \rangle$ . Le choix du contraste d'indice ( $n_{cyl} > n_{fon}$  ou  $n_{cyl} <$

$n_{\text{fon}}$ ) a un certain nombre de conséquences importantes, non seulement du point de vue de la fabrication, mais aussi en termes de propriétés fondamentales. Pour faire la distinction entre ces deux géométries, nous appellerons la première des CPs de type tige et la seconde des CP de type trou. Des exemples des deux sont illustrés à la Figure I-3 (section I.3).

De nombreuses techniques de résolution de problèmes de mécanique quantique en physique du solide peuvent être utilisées pour les champs électromagnétiques en mouvant les équations de Maxwell sous la forme d'une équation aux valeurs propres en termes de champ électrique ( $E$ ) ou magnétique ( $H$ ).

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

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

Où  $\varepsilon = \varepsilon(x, y, z)$  est la constante diélectrique, qui peut également dépendre de la fréquence, et « $c$ » est la vitesse de la lumière. Une dépendance temporelle de  $\exp(-i\omega t)$  a été implicitement incluse et nous supposons que « $\varepsilon$ » est partout réel et positif, et que  $\mu = \mu_0$  correspond à un matériau non magnétique sans perte. Alors que les méthodes numériques basées sur les ondes planes résolvent généralement l'équation (I.5.2), la méthode de la matrice de mode Bloch implique la solution de l'équation (I.5.1). Nous discutons ici des calculs de structure de bande en termes d'équation (I.5.1), bien que les conclusions soient également valables pour l'équation (I.5.2). Dans l'équation (I.5.1) le terme de valeur propre « $(\omega / c)^2 \varepsilon(r)$ » est analogue à la valeur propre d'énergie dans l'équation de Schrödinger décrivant la propagation des électrons dans un potentiel.

Pour un CP 2D tel que ceux illustrés sur la Figure I-3 (section I.3), la modulation périodique de la constante diélectrique peut s'écrire sous la forme  $\varepsilon(r) = \varepsilon(r + l_{pq})$ . Ici,  $l_{pq} = p e_1 + q e_2$  est un vecteur de réseau général défini en termes des vecteurs de base  $e_1$  et  $e_2$ , et  $r = r(x, y)$  est un vecteur dans le plan perpendiculaire aux cylindres. La propagation d'une onde dans un tel milieu périodique est régie par le théorème de Floquet-Bloch qui stipule que les solutions à Eq. (I.5.1) correspondent à des champs d'ondes planes modulés par une fonction périodique. Ces modes Bloch ont la forme:

$$\vec{E}_{mk}(r) = e^{ik_0 r} \mathbf{u}_{mk}(r) \quad \text{I.5-3}$$

Où « $\mathbf{u}_{mk}(r)$ » a la périodicité du CP, c'est-à-dire  $\mathbf{u}_{mk}(r) = \mathbf{u}_{mk}(r + l_{pq})$ . Ainsi, pour un vecteur Bloch donné  $k_0 = (k_x, k_y)$ , l'équation des valeurs propres (I.5.1) peut être résolue pour donner une collection de fonctions propres du mode Bloch « $E_{mk}$ » et des valeurs propres correspondantes  $\omega_m(k_0)$ .



Lorsqu'ils sont tracés sur l'espace réciproque, les  $\omega_m(k_0)$  forment des bandes discrètes, où chaque bande est une fonction continue de  $k_0$ , indexée par  $m = 1, 2, 3 \dots$  avec une fréquence croissante comme le montre la Fig. I.5-2. Une bande interdite 2D se produit à des fréquences où aucune solution n'existe pour tous les vecteurs  $k_0$  (réels) possibles. Notez qu'un calcul équivalent pour les modes d'un diélectrique uniforme d'indice de réfraction « $n$ » donne une surface de bande conique définie par

$$(\omega/c)^2 = (k_0/n)^2, \text{ où } k_0 \text{ est le vecteur d'onde en espace libre.}$$

Les solutions propres sont également des fonctions périodiques de « $k_0$ » sur le réseau réciproque défini par les vecteurs de base  $b_1$  et  $b_2$ , où  $e_i \cdot b_j = 2\pi\delta_{ij}$ , comme le montrent les Figure I-5 (b) et (e). Ainsi, pour caractériser complètement la structure de bande, il suffit de trouver des solutions pour les vecteurs  $k_0$  dans la première zone de Brillouin, définie comme la région de l'espace réciproque centré sur  $k_0 = 0$  dans laquelle deux vecteurs d'onde quelconques sont séparés par moins d'un vecteur de réseau réciproque. Les premières zones de Brillouin d'un réseau carré et triangulaire sont illustrées respectivement sur les Figure I-5 (c) et (f).

Pour les réseaux à symétrie rotationnel et / ou de miroir en plus de la symétrie de translation, la structure de bande complète peut être obtenue en appliquant ces opérations de symétrie aux solutions dans une région encore plus petite de l'espace réciproque - la zone de Brillouin irréductible, indiquée par les triangles blancs dans Figure I-5 (c) et (f). L'origine de la zone de Brillouin est étiquetée comme le point  $\Gamma$  dans les deux cas, tandis que les deux autres sommets sont étiquetés M et X pour le réseau carré et M et K pour le réseau triangulaire. Pour de nombreuses applications, il suffit de calculer uniquement les modes correspondant aux vecteurs « $k_0$ » se trouvant sur le bord de la zone de Brillouin irréductible, puisque les minima et maxima locaux de la structure de bande ont tendance à se situer sur les axes de symétrie et aux points de haute symétrie de zone de Brillouin. Ainsi, un diagramme de bande typique pour un CP 2D ne montre que la structure de bande le long des bords de la zone de Brillouin irréductible entre chaque paire de points de symétrie marqués, comme on peut le voir sur les Fig. I.5-2 (c) et (d). A partir d'un tel diagramme, la position et la largeur de toutes les bandes interdites peuvent être déterminées, ainsi que de nombreuses autres caractéristiques de la structure de bande. Dans la section I.5.3, nous considérons les deux types de réseau les plus couramment utilisés pour les CP 2D - carré et triangulaire - et donnons des exemples de la structure de bande pour ces réseaux.



### I.5.2 Modes TE et TM

Dans l'analyse décrite dans la section I.5.1, aucune hypothèse n'est faite sur la polarisation des champs électromagnétiques. Cependant, dans le cas d'un CP 2D, où la propagation est limitée à un plan perpendiculaire aux cylindres, les solutions se découpent en deux états de polarisation distincts - transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM). Pour les modes TE (TM), le champ électrique (magnétique) se situe dans le plan xy, tandis que le champ magnétique (électrique) est aligné avec l'axe z, le long des cylindres. En général, les structures de bande des états TE et TM sont assez différentes en raison des conditions aux limites imposées aux interfaces diélectriques. Par conséquent, la plupart des CPs 2D sont conçus pour fonctionner dans un seul état de polarisation. Le choix dépend largement de la géométrie du CP et des propriétés recherchées; dans les géométries de type tige, les plus grandes bandes interdites ont tendance à se produire pour la polarisation TM, donc pour les applications à bande interdite, c'est généralement le meilleur choix; l'inverse est le cas dans les CPs de type trou où les états polarisés TE ont tendance à avoir les plus grandes bandes interdites (Réf. [38]).

### I.5.3 Structures de bande des réseaux carrés et triangulaires

Les premières structures CPs 2D avérés à présenter des bandes interdites photoniques sont des réseaux carrés et triangulaires de cylindres [39, 40]. Ces géométries sont toujours les plus courantes, et celle de réseau carré est considérée dans cette thèse. Des études systématiques des géométries de type tige et trou ont été entreprises pour identifier le choix optimal du rayon du cylindre, du contraste d'indice et du type de réseau afin de maximiser la gamme de fréquences de la bande interdite pour l'une ou les deux polarisations [41, 42]. Dans tous les cas, il existe un contraste d'indice de réfraction minimum en dessous duquel les bandes interdites n'existent pour aucune des polarisations, et toutes les géométries n'ont pas de bandes interdites TE et TM qui se chevauchent, quel que soit le contraste d'indice.

La Figure I-5 montre un réseau carré et un réseau triangulaire représentés à la fois dans l'espace réel et réciproque avec les vecteurs de base utilisés pour générer n'importe quel vecteur de réseau. La première zone de Brillouin de chaque type de réseau est représentée dans les parties (b), (c), (e) et (f) de la figure. En (c) et (f), les zones de Brillouin irréductibles sont définies par les axes de symétrie reliant les points élevés de symétrie, qui sont marqués selon la convention.

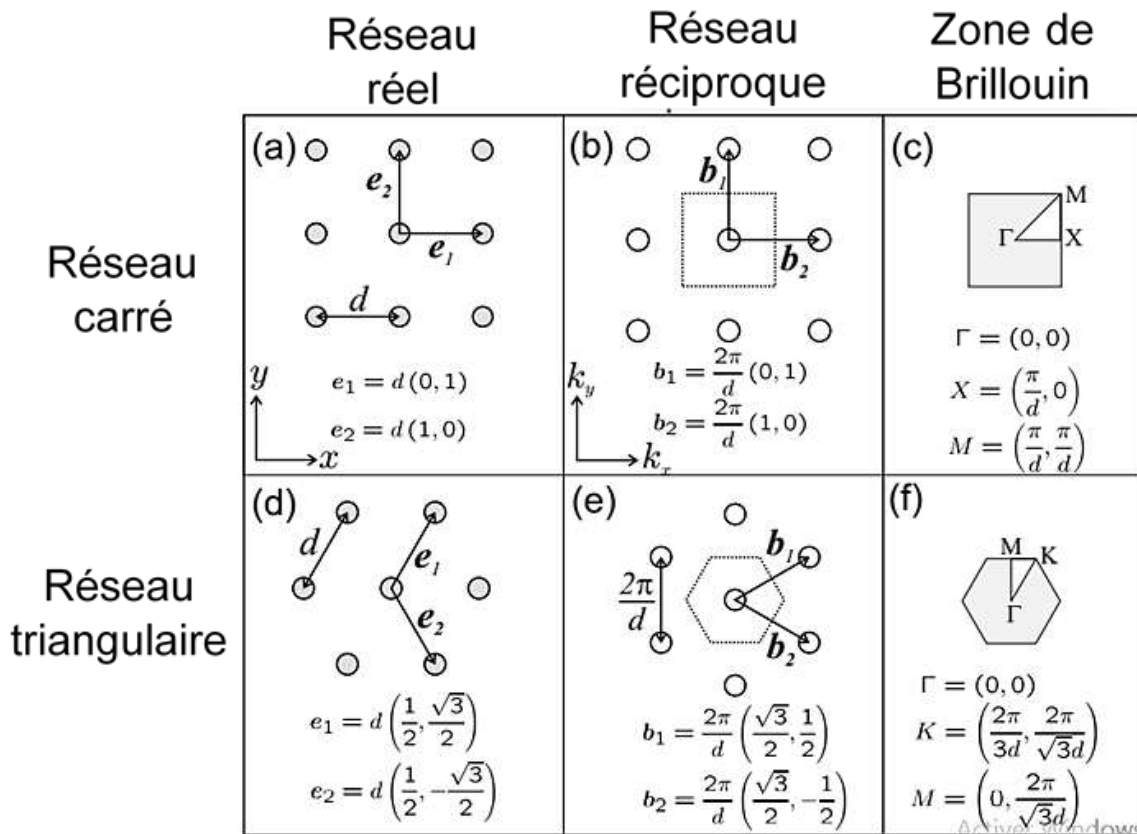


Figure I-5:(a) et (d): Diagrammes de réseaux CPh carrés et triangulaires dans l'espace réel générés par les vecteurs de base  $e_1$  et  $e_2$ . (b) et (e): les réseaux réciproques correspondants et les vecteurs de base  $b_1$  et  $b_2$ . Les limites des premières zones Brillouin sont indiquées par les lignes pointillées. (c) et (f): Représentation des premières zones de Brillouin et de la région irréductible (triangles blancs) des deux réseaux.

Lors du calcul des propriétés des CP, il est de pratique courante d'exprimer toutes les dimensions spatiales relatives à la période du réseau  $d$  car cela permet aux structures d'être mises à l'échelle pour fonctionner à n'importe quelle fréquence souhaitée, bien que la dispersion des matériaux doit être prise en compte pour les grands changements d'échelle. Ainsi, le rayon du cylindre est typiquement écrit comme  $r/d$  et la longueur d'onde comme  $\lambda/d$ . La fréquence sans dimension  $d/\lambda$  est équivalente au paramètre  $\omega d/2\pi c$  utilisé dans certaines littératures.

La Figure I-6 (a) montre les quatre premières bandes polarisées TM (voir la section 1.5.2) du réseau carré CP tracées en fonction de la fréquence sur la première zone de Brillouin. Puisque les valeurs propres  $\omega_m(k_0)$  sont des fonctions continues de  $k_0$  dans chaque bande, elles forment des surfaces de bande. Observez qu'il existe une bande interdite entre la première et deuxième bande. La Figure I-6 (b) est un tracé de contour de la deuxième bande montrant les contours équifréquence ou isofréquence sur la zone de Brillouin.

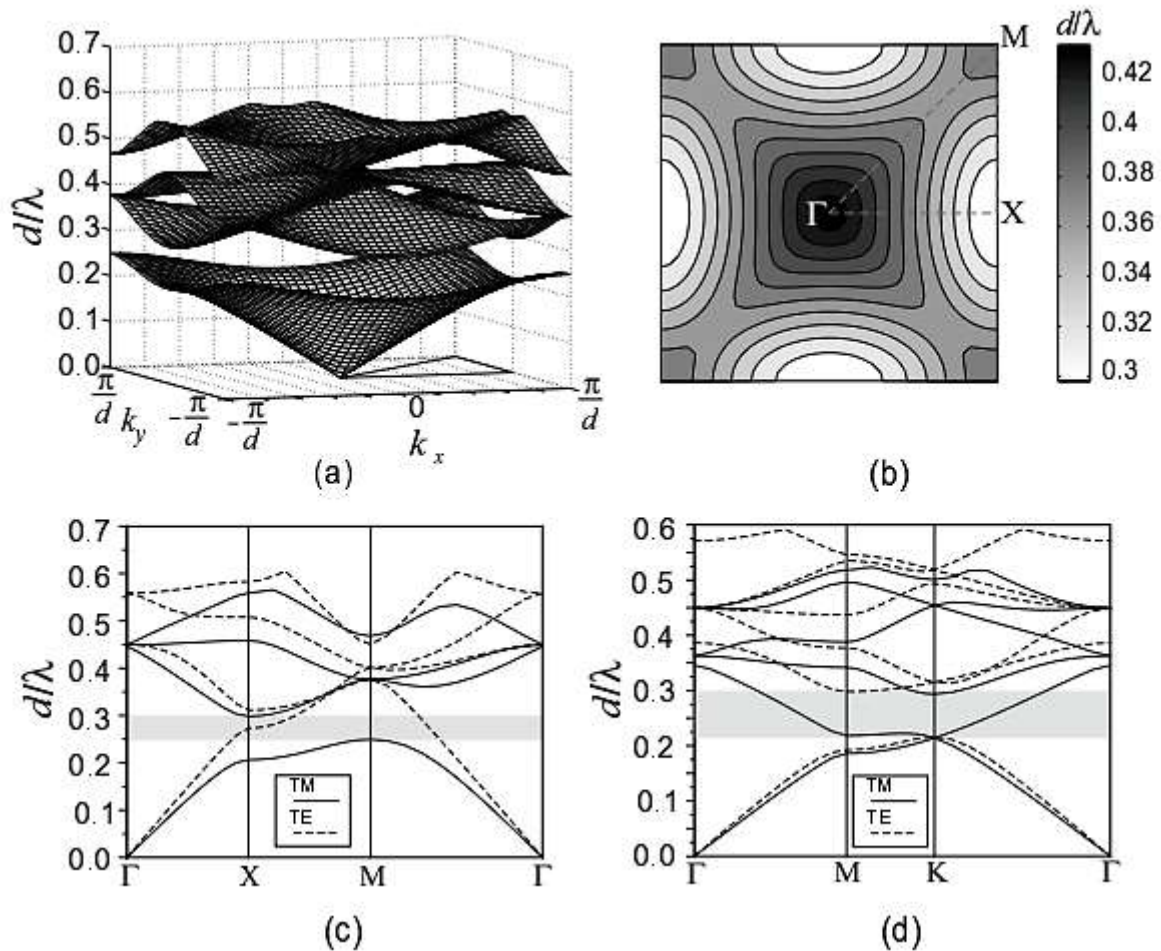


Figure I-6: (a) Surfaces de bande TM pour un CP 2D de type tige de réseau carré avec les paramètres définis dans le texte. (b) Tracé de contour équiréquence pour la deuxième bande en (a). (c) Diagramme de bande pour la même structure montrant les modes TE et TM en bordure de la zone de Brillouin irréductible. (d) Diagramme de bande pour le cristal photonique de type trou triangulaire 2D avec les paramètres définis dans le texte[41.42]

La visualisation des bandes de cette manière peut être informative pour certaines applications, mais comme mentionné dans la section I.5.1, il suffit souvent de calculer les bandes le long du périmètre de la zone de Brillouin irréductible, indiquée par la ligne en pointillés. Figure I-6 (c) montre un tel diagramme de bande pour le même CP, pour les modes polarisés TE et TM. La bande interdite TM est clairement visible sur la plage de fréquences normalisée de  $0,249 < d/\lambda < 0,298$ , mais il n'y a pas d'intervalle équivalent pour la polarisation TE. La Figure I-6 (d) montre le diagramme de bande pour le réseau triangulaire CP avec les paramètres donnés dans le début de cette section. Dans ce cas, il existe une large bande interdite pour la polarisation TE entre  $0,216 < d/\lambda < 0,298$  mais aucune pour TM.

Pour les applications à bande interdite photonique BIP, la position et la taille de gap sont généralement les paramètres critiques, tandis que les détails de la structure de bande au-dessus et au-

dessous de gap sont beaucoup moins importants. Récemment, cependant, les propriétés de propagation inhabituelles des modes de Bloch ont attiré une attention renouvelée et un certain nombre de nouvelles applications ont été proposées. Ces applications nécessitent que les surfaces de bande soient conçues pour avoir des propriétés très spécifiques, donc un calcul complet des bandes sur la zone de Brillouin est nécessaire.

## I.6 Substrats de cristal photonique

Nous n'avons jusqu'ici discuté que des propriétés des géométries CP purement 2D qui sont invariantes le long de l'axe «z», et donc ils ont des cylindres de longueur infinie. Cette approximation est valable si les cylindres ont plusieurs longueurs d'onde, mais pour des raisons pratiques, cela n'est pas toujours souhaitable ou possible à réaliser. Même dans les géométries qui peuvent être considérées comme purement 2D, les pertes de diffraction sont élevées car la lumière est libre de se propager hors du plan «xy» même lorsqu'il existe une bande interdite pour la propagation dans le plan. Les fibres à bande interdite photonique font l'exception à la règle dans lesquelles la lumière se propage presque parallèlement aux cylindres et est confiné à un noyau central par la gaine périodique [43]. Mais pour la plupart des autres applications, une méthode est nécessaire pour confiner la lumière dans la direction hors plan dans un CP 2D de hauteur finie. Une façon d'y parvenir consiste à recouvrir les couches au-dessus et au-dessous d'une autre structure CP qui a une bande interdite pour la propagation dans la direction z. Des suggestions ont été faites pour les couches plaquées 1D [44], 2D [45] et 3D [46].

Une technique plus courante consiste à confiner la lumière dans la couche en utilisant la réflexion interne totale (RIT) à l'interface couche / gaine comme dans un guide d'ondes diélectrique plan. Cette approche a été proposée en 1994 [47], et démontrée expérimentalement en 1996 [48], mais n'a été étudiée rigoureusement qu'en 1999 [49] pour le substrat CP uniforme et plus tard pour les guides d'ondes CP [43]. Pour réaliser le RIT, l'indice de réfraction de la gaine doit être inférieur à celui de la couche, ou dans le cas des CP de type tige, les tiges à haut indice. Un diélectrique en vrac tel que l'air ou la silice est généralement utilisé pour le matériau de revêtement à faible indice, comme illustré dans les exemples de la Figure I-3. Une discussion plus détaillée de la conception des couches dans les systèmes CP à tige et à trou est fournie dans les sections I.6.2 et I.6.3.

### I.6.1 La ligne lumineuse

Comme pour toute structure de guidage d'indice, pour que la lumière soit confinée à l'intérieur de la couche, elle doit satisfaire une condition de réflexion interne totale pour garantir que la lumière

dans le cœur ne se couple pas aux modes de rayonnement de la gaine. La relation de dispersion pour un mode dans une gaine diélectrique homogène d'indice de réfraction « $n_{gain}$ » est donnée par :

$$\left(n_{gain} \frac{\omega}{c}\right)^2 = k_0^2 + k_z^2 \quad \text{I.6-1}$$

Où  $k_0 = (k_x, k_y)$  est la composante du vecteur d'onde dans le plan de la couche. Ainsi, si  $k_0^2 > (n_{gain} \omega/c)^2$ , alors « $k_z$ » est imaginaire et le champ dans la gaine est évanescent, correspondant à RIT. Si cependant  $k_0^2 < (n_{gain} \omega/c)^2$ , « $k_z$ » est réel et la lumière peut se propager dans la gaine. Lorsqu'elle est tracée dans l'espace  $k$ - $\omega$ , la relation  $k_0 = (n_{gain} \omega/c)^2$  définit le cône de lumière, comme illustré par le cône blanc sur la Figure I-7.

Dans un diagramme de bande conventionnel, cela apparaît comme une ligne lumineuse, comme celles de la Figure I.6-2. Au-dessus de la ligne lumineuse, un continuum de modes de propagation existe dans la gaine, alors qu'aucune propagation n'est autorisée en dessous. Par conséquent, les modes du CP qui se trouvent à l'intérieur du cône (au-dessus de la ligne de lumière) peuvent se coupler aux modes de rayonnement et fuir dans la gaine, mais les modes qui se trouvent en dessous de la ligne de lumière se désintègrent de manière exponentielle dans la gaine et sont guidés à l'intérieur de la couche.

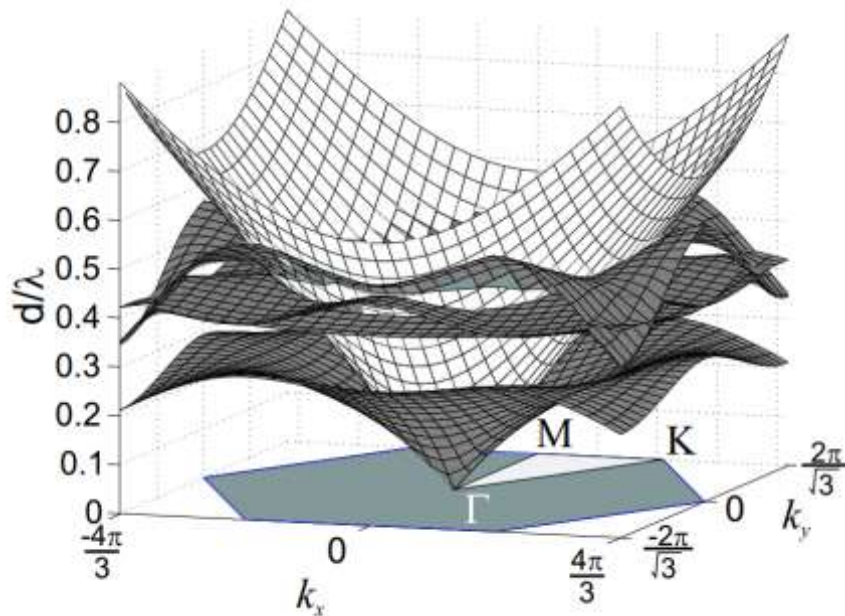


Figure I-7 : Diagramme de surface de bande montrant les quatre premières bandes du CPh de type trou considéré dans la section I.5.3, mais avec une couche finie de hauteur  $0,4d$  entourée d'air, comme sur la Figure I-6 (d). La surface blanche centrée en  $\Gamma$  représente le cône lumineux. Les modes à l'extérieur du cône sont guidés dans la couche, tandis que ceux à l'intérieur du cône peuvent rayonner dans la gaine.

Les propriétés de bande de cette couche CP sont bien à des égards similaires à celles des CP 2D discutées dans la section I.5.3, mais un certain nombre d'effets supplémentaires doivent également être pris en compte, notamment l'épaisseur de la couche, le contraste d'indice de réfraction et les propriétés de symétrie de la couche et le revêtement. L'une des différences les plus importantes est l'effet de la propagation hors plan sur la structure du mode. Dans l'analyse 2D, les modes polarisés TE et TM sont découplés et peuvent être traités séparément, mais ce n'est pas le cas pour les modes d'une couche CP.

Cependant, si la couche CP et le revêtement sont symétriques par rapport au plan  $z = 0$ , ces modes peuvent être classés en fonction de la symétrie de la composante de champ Hz par rapport au plan de réflexion. Dans ce cas, les modes TE et TM d'une structure purement 2D correspondent respectivement aux modes de couche paire et impaire et des bandes interdites peuvent exister pour l'une ou l'autre de ces symétries. Ce ne sont pas de véritables bandes interdites car la lumière peut toujours se propager au-dessus de la ligne de lumière dans les modes de revêtement. Cependant, ils correspondent à des gaps dans le spectre des modes guidés, et partagent ainsi de nombreuses propriétés des bandes interdites photoniques 2D.

## I.6.2 Couches de cristal photonique de type trou

La fabrication et la démonstration expérimentale de dispositifs à base de CP ont progressé beaucoup plus rapidement pour les CP de type trou que pour les structures de type tige, bien que les deux géométries reçoivent une attention presque égale dans les études théoriques. Cette différence est en partie due aux défis de fabrication impliqués dans la formation de tiges circulaires avec des côtés verticaux lisses, mais est également liée à la question du confinement vertical. Dans un CP de type trou, le matériau à indice élevé entourant les trous peut également servir en tant que couche d'indice élevé pour le guidage RIT, mais dans les CP de type tige, où les régions à indice élevé sont séparées les unes des autres, des méthodes alternatives sont nécessaires pour atteindre le RIT tout en maintenant l'intégrité structurelle. Cette question est examinée plus en détail dans la section 1.6.3.

Il existe deux modèles de revêtement qui sont les plus utilisés pour les couches CP de type trou. Le premier de ceux-ci consiste en une couche CP à indice de réfraction élevé au-dessus d'un substrat à indice de réfraction inférieur avec une gaine d'air au-dessus. De telles structures sont relativement faciles à fabriquer en utilisant les techniques de dépôt de couches minces existantes pour déposer les couches multiples [48, 50], mais les couches asymétriques résultantes ne permettent pas la simple séparation des modes pair et impair. Plus récemment, des procédés ont été développés pour fabriquer des membranes minces de matériau CP suspendu dans l'air, produisant des couches CP



revêtues d'air symétriques, également connues sous le nom de CPs de type membrane ou pont aérien. Des CPs de haute qualité à faibles pertes ont été fabriqués à la fois dans des couches de Si et de GaAs en utilisant cette méthode [13, 51].

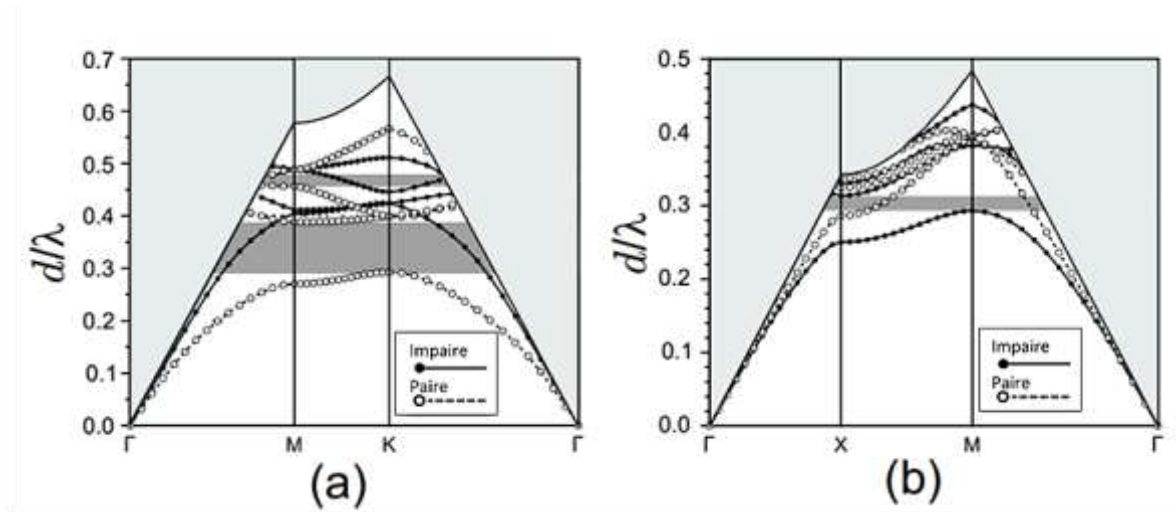


Figure I-8: (a) Diagramme de bande d'une couche CP de type trou avec les mêmes paramètres que sur la Figure I-6(d) et une hauteur de couche de  $0,4d$ . Le revêtement au-dessus et au-dessous de la couche est de l'air. (b) Diagramme de bande d'un CP de type tige avec les mêmes paramètres que dans les Figure I-6 (a) - (c) où les cylindres de hauteur  $1,5d$  entourés au-dessus et au-dessous d'une gaine de silice.

La Figure I-8 (a) montre le diagramme de bande calculé pour le même cristal photonique que sur la Figure I-6 (d), mais maintenant pour une couche finie de hauteur  $0,4d$  avec de l'air au-dessus et au-dessous. Les surfaces de bande correspondantes sont illustrées à la Figure I-7. Seuls les modes situés sous la ligne lumineuse sont tracés, tandis que la région située au-dessus de la ligne lumineuse est ombrée en gris clair et contient un continuum de modes de rayonnement. La bande interdite en mode pair dans la plage  $0,292 \leq d / \lambda \leq 0,388$  est ombrée en gris foncé et correspond à la bande interdite TE dans le calcul 2D, bien qu'elle se soit déplacée vers des fréquences plus élevées.

### I.6.3 Couche de cristal photonique de type tige

Les géométries de couche CP de type tige sont intrinsèquement différentes des structures de type trou parce que les régions à indice de réfraction élevé ne sont pas connectées, et donc les tiges doivent être fixées à un matériau de substrat. Le guidage d'index en bas des tiges est réalisé en choisissant un substrat d'indice de réfraction plus faible, ou même en gravant les tiges dans le substrat de sorte que l'indice des tiges soit plus faible en bas qu'en haut. Si les tiges sont laissées entourées d'air, alors le confinement d'indice au sommet des tiges est assuré par l'interface tige-air [52].

Une solution consiste à remplir la région entre et au-dessus des tiges avec un matériau à faible indice qui correspond à l'indice du substrat, créant ainsi un réseau symétrique haut-bas de tiges finies analogues à la structure de membrane CP de type trou [53, 54]. Une conception similaire a été proposée par Martinez et al.[55], dans laquelle deux matériaux différents ont été utilisés - un pour remplir les espaces entre les tiges, et un autre avec un indice légèrement inférieur pour le revêtement au-dessus et au-dessous. Cependant, il n'est pas clair si un contraste d'indice aussi faible contribue de manière significative au guidage, étant donné le contraste déjà fort entre les tiges et la gaine. Dans ces deux dernières approches, il est important qu'un contraste d'indice suffisamment grand soit maintenu entre les tiges et le matériau environnant pour garantir que la bande interdite dans le plan n'est pas détruite.

La figure 1.7 (b) montre le diagramme de bande calculé pour le même cristal photonique que dans les figures 1.5 (a) - (c), mais maintenant pour les tiges finies de hauteur  $1,5 d$  avec le fond de  $\text{SiO}_2$  s'étendant au-dessus et au-dessous. La bande interdite pour les modes à symétrie impaire dans la plage  $0,293 \leq d/\lambda \leq 0,314$  correspond à la bande interdite TM dans le calcul 2D, à nouveau décalée vers des fréquences plus élevées.

## **I.7 CPs avec défaut: cavités et guides d'ondes**

Le guidage et le confinement de la lumière à l'aide de guides d'ondes et de cavités résonnantes sont deux fonctions optiques fondamentales qui permettent de créer une gamme de dispositifs entièrement optiques. Les guides d'ondes accomplissent non seulement les tâches de leurs analogues électriques, les fils, en transférant la lumière d'une partie d'un circuit à une autre, mais sont utilisés dans de nombreux autres dispositifs tels que les coupleurs, les jonctions et les interféromètres. Les cavités résonnantes ont de nombreuses applications potentielles qui utilisent la réponse spectrale nette et les intensités de champ très fortes qui se produisent à la résonance. Il existe diverses méthodes pour réaliser un guidage d'ondes efficace et de nombreuses autres pour produire des cavités optiques de haute qualité, mais très peu de technologies uniques permettent de concevoir les deux dans une seule structure intégrée. Les cristaux photoniques bidimensionnels peuvent fournir une telle combinaison en raison de leur géométrie polyvalente qui permet un réglage fin simultané d'un certain nombre de paramètres. Les CPs 3D pourraient potentiellement fournir un contrôle encore plus grand sur la lumière, mais ils sont considérablement plus difficiles à fabriquer. De plus, les structures de réseau complexes requises pour obtenir des bandes interdites 3D complètes peuvent rendre la création de défauts de haute qualité très difficile.



La possibilité de produire des cavités et des guides d'ondes dans les CPs en introduisant des défauts a été reconnue peu de temps après la proposition des premières structures de bande interdite 2D. En 1994, Meade et al, ont suggéré que les cavités et les guides d'ondes pourraient être créés dans les CP 2D en changeant ou en supprimant simplement un seul cylindre ou une ligne entière de cylindres, respectivement [47]. Un défaut créé de cette manière est entouré par le CPs uniforme qui agit comme un miroir omnidirectionnel pour la lumière à des fréquences dans la bande interdite, piégeant ainsi la lumière dans la région du défaut. Dans un défaut de cavité, cela peut conduire à un comportement résonnant net, alors qu'un défaut linéaire permet à la lumière de se propager le long du défaut tout en étant confinée dans la direction transversale en réfléchissant parfaitement les parois CP. Dans une dalle PC, cela n'est vrai que pour la lumière confinée verticalement par RIT, mais le comportement est essentiellement le même.

### I.7.1 Cavités

Les cavités résonantes fournissent à la fois des réponses spectrales nettes et une grande amélioration du champ dans la cavité lorsque la condition de résonance est satisfaite. Le premier peut être utilisé pour des filtres à bande passante étroite et des coupleurs sélectifs en longueur d'onde, qui sont tous deux nécessaires dans les systèmes optiques à multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM) pour fonctionner sur des canaux de fréquence individuels. Des intensités de champ élevées dues à la lumière piégée dans une petite cavité peuvent améliorer l'interaction lumière-matière, ce qui les rend idéales pour les applications photoniques telles que les lasers et les optiques non linéaires. Ils sont également utiles dans les applications de détection et pour des recherches plus fondamentales sur l'électrodynamique quantique des cavités et le contrôle de l'émission spontanée. Un aperçu de plusieurs de ces applications est donné dans la réf. [56].

Une cavité optique idéale confinerait la lumière indéfiniment et aurait une seule fréquence de résonance, mais les cavités réelles sont limitées par les pertes, dues à la fois au rayonnement et à l'absorption. Une mesure de l'écart à laquelle une cavité se rapproche d'un résonateur idéal est donnée par le facteur de qualité  $Q$ , qui est proportionnel à la durée de vie de la lumière dans la cavité:

$$Q = \omega_0 \frac{\text{énergie stockée}}{\text{perte de puissance par cycle}} = -\omega_0 \frac{U}{dU/dt} \quad \text{I.7-1}$$

Où « $\omega_0$ » est la fréquence de résonance et « $U$ » est l'énergie stockée dans la cavité. Par conséquent, une cavité idéale aurait un « $Q$ ». infini. Une définition plus pratique aux fins de la mesure de « $Q$ » en expérience ou en simulation est donnée par la largeur relative de la résonance:

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad \text{I.7-2}$$

Où « $\Delta\omega$ » est la pleine largeur à mi-hauteur (FWHM) du spectre de puissance de résonance.

Les intensités de champ sont également déterminées par le volume de la cavité « $V$ », de sorte que pour obtenir l'amélioration optimale du champ, le rapport « $Q/V$ » doit être maximisé.

### I.7.2 Guides d'ondes

Le concept de création d'un défaut linéaire dans une couche CP pour le guidage d'ondes a déjà été introduit au début de la section I.7, mais nous examinons maintenant les propriétés plus en détail. À bien des égards, la conception de guides d'ondes efficaces est considérablement plus facile que la conception de cavités résonnantes car le confinement de la lumière par le CP n'est requis que dans une direction à l'intérieur de la couche. Il existe deux conditions pour que les modes de propagation existent dans tout guide d'ondes, qu'il soit métallique, diélectrique ou CP: premièrement, les parois doivent être réfléchissantes, et deuxièmement, une condition de phase doit être satisfaite. Cette dernière exigence se traduit par un spectre discret de modes guidés. Les guides d'ondes métalliques creux sont utilisés pour guider les micro-ondes car les métaux ont une absorption relativement faible à ces fréquences et réfléchissent la lumière pour tous les angles d'incidence. Les guides d'ondes diélectriques, quant à eux, reposent sur une réflexion interne totale, ils ne guident donc que les modes qui satisfont à la condition RIT sur toutes les parois. Les guides d'ondes à couche CP utilisent la bande interdite photonique dans le plan pour le confinement en mode latéral et RIT pour le confinement vertical. Étant donné que les parois CP réfléchissent la lumière pour tous les angles d'incidence, les guides d'ondes CP présentent de nombreuses similitudes avec les guides d'ondes métalliques.

Un défaut linéaire est généralement créé dans un CP en supprimant ou en modifiant les cylindres du plus proche voisin le long de l'une des directions de symétrie du réseau. Dans un réseau carré, cela correspond généralement à la direction  $\Gamma$ -X, tandis que dans un réseau triangulaire, le guide d'ondes se trouve le long de  $\Gamma$ -K, comme illustré sur les Figure I-9 (b) et (c). Étant donné que le guide d'ondes ne rompt la symétrie de CP que dans une seule direction, la structure reste périodique le long de l'axe du guide d'ondes. Pour cela les modes sont caractérisés par un vecteur d'onde  $k$  dirigé le long du guide et sa fréquence correspondante. Comme pour tout réseau périodique 1D, les courbes de dispersion du guide d'ondes peuvent être représentées sur un diagramme de bande montrant la fréquence de mode en fonction du vecteur de Bloch « $k_0$ » sur la zone de Brillouin 1D définie par  $-\pi/\tilde{d} \leq k_0 \leq \pi/\tilde{d}$ , où « $\tilde{d}$ » est la périodicité dans la direction du guide d'ondes. Pour les directions de guide d'ondes dans les réseaux carrés et triangulaires communes comme décrites ci-dessus, la période le

long du guide d'ondes est juste la période de réseau  $\vec{d}=d$ , mais pour les guides d'ondes dans d'autres directions, généralement  $\vec{d}\neq d$ .

Les bandes du CP entourant le guide d'ondes peuvent être représentées sur le même tracé en projetant le diagramme de bandes 2D sur l'axe  $k$  du guide d'ondes. Dans un réseau carré par exemple, la structure de la bande  $\Gamma - X$  est tracée comme précédemment, mais les modes qui se trouvent dans le reste de la zone de Brillouin sont tracés en fonction de leur composante  $\langle k_x \rangle$  uniquement.

Un tel diagramme de dispersion de guide d'ondes combiné et le diagramme de bande de CP projetée montre clairement où se trouvent les modes de guide d'ondes par rapport à la bande interdite et aux modes Bloch du CP. Pour les calculs 3D, la ligne lumineuse peut être projetée sur l'axe du guide d'ondes de la même manière. Plus de détails sur la construction de ces diagrammes sont donnés par Johnson et al. [57]. À titre d'exemple, la Figure I-9 montre les courbes de dispersion et les profils de champ modal pour un guide d'ondes formé en omettant une seule ligne de trous dans la direction  $\Gamma - K$  du CP de type trou considéré dans la section 1.5.3. Pour la polarisation TE, il existe deux modes: un avec une symétrie paire, s'étendant du haut de la bande interdite à la fréquence de coupure  $d/\lambda = 0,221$ , et un avec une symétrie impaire qui se situe dans la gamme de fréquences  $0,245 \leq d/\lambda \leq 0,256$ . Les modes de guide d'ondes situés sous la ligne lumineuse sont sans perte dans une couche CP idéale. En pratique cependant, les pertes de propagation sont importantes.

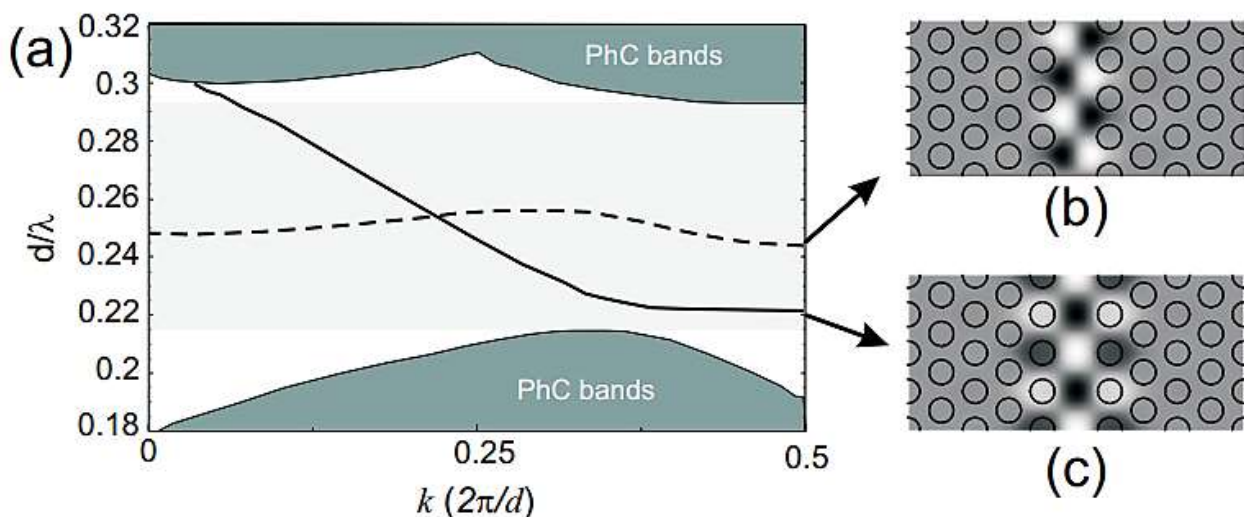


Figure I-9: (a) Courbes de dispersion pour un guide d'ondes formé dans le réseau triangulaire CPh de la section I.5.3 en supprimant une ligne de cylindres le long de la direction  $\Gamma - K$ . Deux modes de guide d'ondes existent dans la bande interdite: un mode de symétrie paire (courbe pleine) et un mode de symétrie impaire (courbe en pointillés). Les distributions de champ Hz des modes pair et impair sont indiquées en (b) et (c) respectivement pour  $k = \pi/d$ , illustrant clairement la différence de symétrie.

### I.7.3 Filtres add/drop

La capacité d'ajouter ou de supprimer un ou plusieurs canaux de longueur d'onde d'un signal multiplexé est une fonction essentielle dans les réseaux optiques, et en tant que tels, les filtres add/drop tout optiques sont l'un des composants nécessaires pour le futur traitement tout optique. Presque tous les filtres add/drop CP proposés utilisent une cavité résonnante couplée à un ou plusieurs guides d'ondes pour améliorer la sélectivité en longueur d'onde du dispositif. La lumière qui se propage le long d'un guide d'ondes se couplera à une cavité voisine si sa fréquence correspond est ou proche de la fréquence de résonance de la cavité. Une fois dans la cavité, la lumière peut être lâchée dans un guide d'ondes proche, ou même rayonnée hors du plan à des fins de surveillance ou de couplage dans une fibre optique. Les schémas de ces approches sont présentés à la Figure I-10.

Une géométrie de couplage planaire d'onde du canal passante d'un guide d'ondes à un autre guide en parallèle comme le montre la Figure I-10 (a) a été analysée par Fan et al., [58] qui ont montré que deux états de résonance avec des symétries différentes sont nécessaires pour un transfert de puissance complet, et de plus, que ces états doivent être dégénérés. Ces conditions sont nécessaires pour garantir que la lumière n'est pas couplée dans le port de couplage en arrière ou réfléchi en retour dans le guide d'ondes d'entrée. Diverses conceptions basées sur CP présentant ces propriétés ont été proposées et démontrées expérimentalement soit en utilisant deux cavités distinctes ou une seule cavité supportant deux modes [59, 60, 61]. L'utilisation de plusieurs cavités couplées peut également être utilisée pour améliorer la forme spectrale de la réponse de couplage.

Une résonance à cavité unique présente typiquement une réponse Lorentzian, tandis que plusieurs cavités couplées peuvent être conçues pour avoir une réponse à sommet plat avec des côtés plus raides, réduisant ainsi le chevauchement avec les canaux voisins tout en améliorant la transmission dans le canal souhaité [8, 9, 62]. La conception de filtre représentée sur la Figure I-10(b) fonctionne de manière similaire à celle de (a), bien qu'il ne soit pas clair d'après les résultats numériques si la symétrie de mode joue le même rôle dans la détermination de l'efficacité [59].

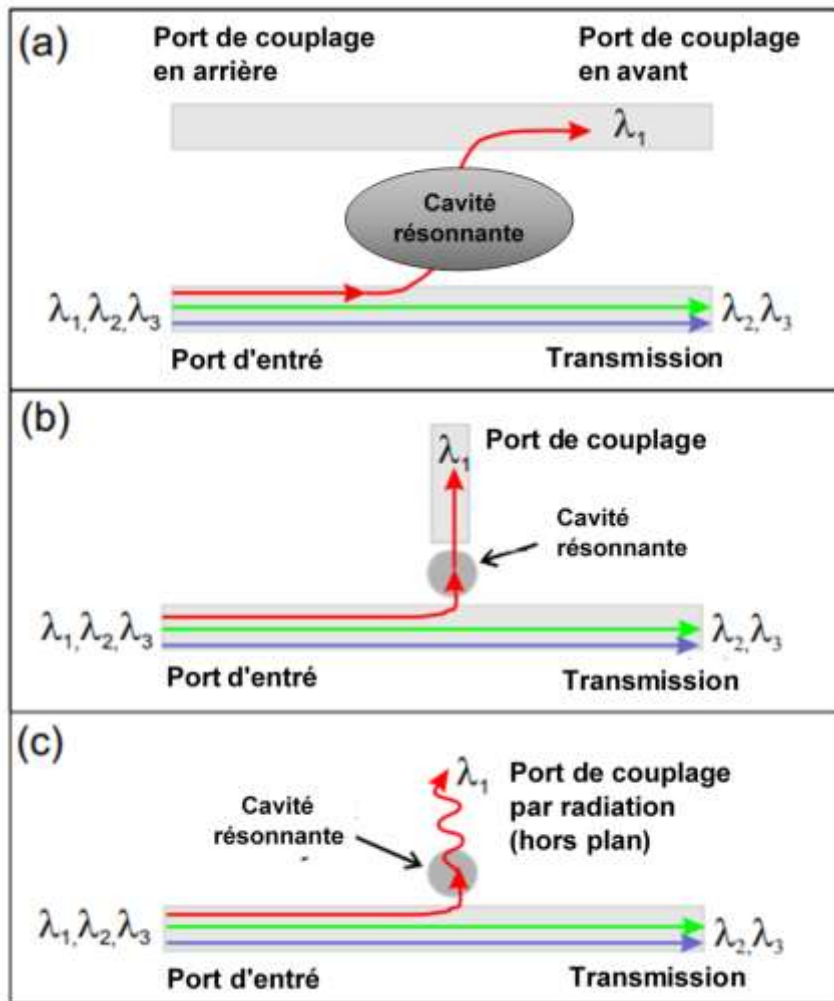


Figure I-10 : Schémas montrant trois géométries différentes de coupleur add / drop. (a) et (b) Deux méthodes alternatives pour les guides d'ondes couplés à cavité dans le plan. (c) Filtre de chute de canal hors plan.

Un avantage clair, cependant, est la possibilité d'inclure des ports de chute supplémentaires le long du même guide d'ondes d'entrée, permettant ainsi la suppression de plusieurs canaux.

## I.8 Conclusion

Nous avons passé en revue dans ce chapitre certaines des propriétés uniques des cristaux photoniques et les opportunités qu'ils présentent pour la conception de dispositifs efficaces et compacts pour une gamme d'applications photoniques. Comme le montrent les résultats expérimentaux les plus récents, la recherche sur les cristaux photoniques entre dans une nouvelle phase. Les techniques de fabrication peuvent désormais fournir la qualité et le contrôle des détails structuraux nécessaires à l'optimisation et au réglage fin des conceptions de dispositifs, et par conséquent, la modélisation et la simulation de nouvelles conceptions seront plus pertinentes que jamais. Compte tenu la nature intrinsèquement complexe des structures des cristaux photoniques, il ne fait aucun doute qu'elles resteront plus difficiles à fabriquer que les technologies photoniques

intégrées alternatives telles que les composants à base de SOI à haut indice. Par conséquent, pour concurrencer sérieusement les technologies plus conventionnelles, les dispositifs CP doivent soit fournir des fonctions qui ne sont pas faciles à réaliser en utilisant d'autres méthodes, soit exécuter les mêmes fonctions de manière moins coûteuse, plus efficace et plus compacte qui l'emporte sur l'effort de fabrication supplémentaire.

**Référence:**

- [1] A. Parker, *In the blink of an eye : the most dramatic event in the history of life*, London: Free press, 2003.
- [2] H. A. Macleod, *Thin film optical filters*, 3rd ed., London: Institute of Physics, 2001.
- [3] Y. E. "Inhibited spontaneous emission in solidstate physics and electronics," *Phys. Rev. Lett*, vol. 58, p. 2059–62, 1987.
- [4] J. S, «Strong localization of photons in certain disordered,» *Phys. Rev. Lett*, vol. 58, p. 2486–9, 1987.
- [5] H. A. Hauss and C. V. Shank, «Antisymmetric taper of distributed feedback lasers,» *IEEE J. Quantum Electron*, vol. 12, p. 532–539, 1976.
- [6] L. Farah, A. B. Hadjira, A. Mehadji, «A Novel 1.31  $\mu\text{m}$  Narrow-band TE-Mode filter Design based on PBG Shift in 2D Photonic Crystal Slab,» *Photonics Letters of Poland*, vol. 8, n° %13, pp. 82-84, 2016.
- [7] F. Amal, H. A Badaoui, A. Mehadji, «Ultra Highly Efficient 1 $\times$  3 and 1 $\times$  6 Splitters for Terahertz Communication Applications,» *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 28, n° %113, p. 1434 – 1437, 2016.
- [8] Abdelbasset Mounzar, Hadjira Badaoui, MehadjiAbri, « 16-Channels wavelength efficient demultiplexing around 1.31/1.55  $\mu\text{m}$  in 2D photonic crystal slab,» *Optik*, vol. 193, n° %12, p. 162685, 2019.
- [9] Farhad Mehdizahed, Mohammad Soroosh, «A new proposal for eight-channel optical demultiplexer based on photonic crystals resonant cavities,» *Photonic network communications*, vol. 31, pp. 65-70, February 2016.
- [10] Iman Ouahab, Rafah Naoum, «A novel all optical 4x2 encoder switch based on photonic crystal ring resonators,» *Optik-International Journal for Light and Electron optics*, vol. 127, n° %119, pp. 7835-7841, 2016.
- [11] L. Ferrier, «Micro-nanostructures à base de cristaux photoniques pour le contrôle,» Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 10 décembre 2008.
- [12] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, San Diego: Academic Press, 1999.
- [13] S. J. McNab, N. Moll, and Y. A. Vlasov, «Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides,» *Opt. Express*, vol. 11, p. 2927–2939, 2003.
- [14] P. Bienstman, S. Assefa, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, G. Petrich, and L. A. Kolodziejski, «Taper structures for coupling into photonic crystal slab waveguides,» *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 20, n° %1B, p. 1817–1821, 2003.
- [15] Bock PJ et al. . , «Subwavelength grating crossings for silicon wire waveguides,» *Optics Express*, vol. 18, n° %115, pp. 16146-16155, 2010.
- [16] C. Kee, S. P. Han, K. Byoung, et al, «Photonic band gaps and defect modes of polymer photonic crystal slabs,» *Appl. Phys. Lett*, vol. 86, p. 051101, 2005.



- [17] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, «Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, p. 3152–3155, 1990.
- [18] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, «Photonic band structure: the face-centered cubic case,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 63, p. 1950–1953, 1989.
- [19] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung, «Photonic band structure: the face-centered-cubic case employing non-spherical atoms,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, p. 2295–2298, 1991.
- [20] A. Chelnokov, S. Rowson, J. M. Lourtioz, L. Duvillaret, and J. L. Coutaz, «Terahertz characterisation of mechanically machined 3D photonic crystal,» *Electron. Lett.*, vol. 33, p. 1981–1983, 1997.
- [21] S. Y. Linn, 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*, vol. 394, p. 251–253, 1998.
- [22] J. G. Fleming and S. Y. Lin, «Three-dimensional photonic crystal with a stop band from 1.35 to 1.95  $\mu\text{m}$ ,» *Opt. Lett.*, vol. 24, p. 49–51, 1999.
- [23] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, «Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelengths,» *Science*, vol. 289, p. 604–606, 2000.
- [24] A. Blanco, E. Chomski, S. Grabtchak, M. Ibisate, S. John, S. W. Leonard, C. Lopez, F. Meseguer, H. Miguez, J. P. Mondia, G. A. Ozin, O. Toader, and H. M. van Driel, «Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres,» *Nature*, vol. 405, p. 437–440, 2000.
- [25] M. O. Jensen and M. J. Brett, «Square spiral 3D photonic bandgap crystals at telecommunications frequencies,» *Opt. Express*, vol. 13, p. 3348–3354, 2005.
- [26] E. Lidorikis, M. L. Povinelli, S. G. Johnson, and J. D. Joannopoulos, «Polarization-independent linear waveguides in 3D photonic crystals,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, p. 023902, 2003.
- [27] R. Wang and S. John, «Engineering the electromagnetic vacuum for controlling light with light in a photonic-band-gap microchip,» *Phys. Rev.*, vol. 70, n° 1A, p. 043805, 2004.
- [28] S. Ogawa, M. Imada, Y. Susumu, M. Okana, and S. Noda, «Control of light emission by 3D photonic crystals,» *Science*, vol. 305, p. 227–229, 2004.
- [29] C. Sell, C. Christensen, G. Tuttle, Z. Y. Li, and K. M. Ho, «Propagation and loss in three-dimensional photonic crystal waveguides with imperfect confinement,» *Phys. Rev.*, vol. 68, n° 1B, p. 113106, 2003.
- [30] M. Fujita, S. Takahashi, Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda, «Simultaneous inhibition and redistribution of spontaneous light emission in photonic crystals,» *Science*, vol. 308, p. 1296–1298, 2005.
- [31] P. Lodahl, A. F. van Driel, I. S. Nikolaev, A. Irman, K. Overgaag, D. Vanmaekelbergh, and W. L. Vos, «Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals,» *Nature*, vol. 430, p. 654–657, 2004.



- [32] S. Y. Lin, J. Moreno, and J. G. Fleming, «Three-dimensional photonic-crystal emitter for thermal photovoltaic power generation,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, p. 380–382, 2003.
- [33] S. Y. Lin, J. G. Fleming, and I. El-Kady, «Three-dimensional photonic-crystal emission through thermal emission,» *Opt. Lett.*, vol. 28, p. 1909–1911, 2003.
- [34] T. Prasad, V. Colvin, and D. Mittleman, «Superprism phenomenon in three dimensional macroporous polymer photonic crystals,» *Phys. Rev.*, vol. 67, n° 1B, p. 165103, 2003.
- [35] X. Hu, Q. Zhiang, Y. Liu, B. Cheng, and D. Zhang, «Ultrafast three-dimensional tunable photonic crystal,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, p. 2518–2520, 2003.
- [36] S. Kubo, Z. Z. Gu, K. Takahashi, A. Fujishima, H. Segawa, and O. Sato, «Tunable photonic band gap crystals based on a liquid crystal- infiltrated inverse opal structure,» *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 126, p. 8314–8319, 2004.
- [37] D. McPhail, M. Straub, and M. Gu, «Electrical tuning of three- dimensional photonic crystals using polymer dispersed liquid crystals,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 051103, 2005.
- [38] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn, *Photonic Crystals :Modeling the Flow of Light*, Princeton : Princeton University Press, 1995.
- [39] M. Plihal, A. Shambrook, and A. A. Maradudin, «Two-dimensional photonic bandgap structures,» *Opt. Comm*, vol. 80, p. 199–204, 1991.
- [40] M. Plihal and A. A. Maradudin, «Photonic band structure of two-dimensional systems: the triangular lattice,» *Phys. Rev.*, vol. 44, n° 1B, p. 8565–8571, 1991.
- [41] P. R. Villeneuve and M. Piché, «Photonic band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices,» *Phys. Rev.*, vol. 46, n° 1B, p. 4969–4972, 1992.
- [42] R. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, «Existence of a photonic band gap in two dimensions,» *Appl. Phys. Lett*, vol. 61, p. 495–497, 1992.
- [43] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. St. J. Russel, «Photonic bandgap guidance in optical fibres,» *Science*, vol. 282, p. 1476–1478, 1998.
- [44] C. C. Chen, C. Y. Chen, W. K. Wang, F. H. Huang, C. K. Lin, W. Y. Chiu, and Y. J. Chan, *Opt. Express*, vol. 13, p. 38–43, 2005.
- [45] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, *Phys. Rev.*, vol. 62, n° 1B, p. 8212–8222, 2000.
- [46] A. Chutinan, S. John, and O. Toader, «Diffractionless flow of light in all-optical microchips,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 123901, 2003.
- [47] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith, and K. Kash, «Novel applications of photonic bandgap materials: Low-loss bands and high Q cavities,» *J. Appl. Phys.*, vol. 75, p. 4753–4755, 1994.
- [48] T. F. Krauss, R. M. De La Rue, and S. Brand, *Nature*, vol. 383, p. 699–702, 1996.
- [49] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and L. A. Kolodziejski, «Guided modes in photonic crystal slabs,» *Phys. Rev.*, vol. 60, n° 1B, pp. 5751–5758, 1999.

- [50] 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, p. 983–986, 2000.
- [51] Y. Sugimoto, Y. Tanaka, N. Ikeda, Y. Nakamura, and K. Asakawa, *Opt. Express*, vol. 12, p. 1090–1096, 2004.
- [52] A. Assefa, P. T. Rakich, P. Bienstman, S. G. Johnson, G. S. Petrich, J. D. Joannopoulos, L. A. Kolodziejski, E. P. Ippen, and H. I. Smith, «Guiding 1.5  $\mu\text{m}$  light in photonic crystals based on dielectric rods,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, p. 6110–6112, 2004.
- [53] M. Tokushima, H. Yamada, and Y. Arakawa, «1.5  $\mu\text{m}$ -avelength light guiding in waveguides in square-lattice-of-rod-photonic crystal slab,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, p. 4298–4300, 2004.
- [54] M. Tokushima, chez *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and the National Fiber Optic Engineers Conference on CD-ROM, Paper OWD2, Optical Society of America.*, Washington, DC, USA, 2005.
- [55] A. Martinez, J. Garcia, G. Sanchez, and J. Marti, *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 20, p. 2131–2136, 2003.
- [56] K. J. Vahala, «Optical microcavities,» *Nature*, vol. 424, p. 839–846, 2003.
- [57] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, «Linear wave guides in photonic-crystal slabs,» *Phys. Rev.*, vol. 62, n° 1B, p. 8212–8222, 2000.
- [58] S. Fan, P. R. Villeneuve et J. D. Joannopoulos, «Channel Drop Tunneling through Localized States,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, p. 960–963, 1998.
- [59] M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, E. Kuramochi, and H. Y. Ryu, «Waveguides, resonators and their coupled elements in photonic crystal slabs,» *Opt. Express*, vol. 12, p. 1551–1561, 2004.
- [60] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and H. A. Haus, «Channel drop filters in photonic crystals,» *Opt. Express*, vol. 3, p. 4–11, 1998.
- [61] H. Takano, Y. Akahane, T. Asano, and S. Noda, «In-plane-type channel drop filter in a two-dimensional photonic crystal slab,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, p. 2226–2228, 2004.
- [62] Akahane, T. Asano, B. S. Song, and S. Noda, «Fine-tuned high-Q photonic crystal nanocavity,» *Opt. Express*, vol. 13, p. 1203–1214, 2005.

## **Chapitre II**

---

# **Les cristaux photoniques non –linéaires: application à la conception des ports logiques**

---

## **II.1 Introduction**

Le développement de la technologie nécessite des dispositifs et des réseaux optiques à haut débit qui permettent de traiter les données à grande vitesse et d'obtenir une bande passante plus large. Depuis quelques années, la science cherche une alternative aux circuits électriques, donc on utilise la lumière pour traiter l'information à la place des électrons.

Les cristaux photoniques offrent de nouvelles possibilités pour la conception de dispositifs optiques et hautement contrôlables. Ce sont des structures conçues avec un arrangement périodique de matériaux ayant des indices de réfraction différents [1]. Elles peuvent avoir une périodicité en 1D, 2D ou 3D et possèdent une zone de fréquence interdite pour la propagation des ondes lumineuses qui est appelée bande interdite photonique [1-2]. Cette propriété permet de résoudre le problème du confinement des ondes lumineuses à l'intérieur des structures PC [1]. La physique optique traite l'interaction de la lumière avec la matière. Lorsque cette interaction dépend de l'intensité de l'illumination quand elle pénètre et se propage dans un milieu, on est dans le domaine optique linéaire. Si les propriétés optiques dépendent de l'intensité et d'autres caractéristiques de l'illumination, il s'agit du domaine non linéaire.

Dans ce chapitre, nous allons étudier la non-linéarité et leurs applications en cristaux photoniques et présenter des ports logiques conçus à l'aide de ces structures artificielles non-linéaires.

## **II.2 La non-linéarité dans les cristaux photoniques**

Les cristaux photoniques (CP) non linéaires sont des structures périodiques dont la réponse optique dépend de l'intensité du champ optique qui se propage dans le cristal. Une conséquence immédiate est que ces structures présentent de nouvelles propriétés optiques avec des fonctionnalités améliorées ou nouvelles qui ne peuvent être obtenues en utilisant leur contrepartie linéaire. Dans cette partie, nous allons présenter une étude théorique sur l'optique non linéaire et l'utilisation de la non-linéarité pour la réalisation des ports logiques non-linéaires.

## II.2.1 Polarisation non linéaire

Pour comprendre les interactions de la lumière avec la matière, les substances d'intérêt en optique sont souvent modélisées en les considérant comme un groupe de particules chargées : électrons et ions (noyaux atomiques). Lorsqu'un champ électrique est appliqué à ce matériau, les charges positives se déplacent dans le sens de champ et les charges négatives se déplacent dans le sens opposé. Pour des matériaux conducteurs et lorsque le champ électrique est présent, les électrons peuvent se déplacer librement et donner naissance à un courant électrique. Mais pour les diélectriques, malgré les liens entre les charges possédant une certaine élasticité, elles sont liées fortement les unes aux autres. En présence du champ électrique, les charges se déplacent en s'éloignant légèrement de leur position d'origine, ce qui conduit à l'apparition d'une polarisation.

La propagation des ondes lumineuses dans un cristal photonique est décrite par les équations de Maxwell [3].

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial B}{\partial t}; \quad \nabla \times \vec{H} = j + \frac{\partial D}{\partial t}; \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0; \quad \nabla \cdot \vec{E} = \rho \quad (\text{II.1})$$

où : E et H sont les champs électrique et magnétique, D et B sont les densités de flux électrique et magnétique et  $\rho$  et J sont respectivement les densités de charge et de courant des électrons libres.

Le champ de polarisation P et le champ de magnétisation M sont donnés par :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}; \quad \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{II.2})$$

$\varepsilon_0$  est la permittivité diélectrique du vide,  $\mu_0$  est la perméabilité du vide.

P est la polarisation électrique.

Dans un milieu optique non linéaire, la polarisation induite P du milieu est donnée par les coefficients de susceptibilité suivants [4]:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \quad (\text{II.3})$$

où :  $\chi^{(1)}$ ,  $\chi^{(2)}$  et  $\chi^{(3)}$  sont les coefficients de susceptibilité de premier, deuxième et troisième ordre respectivement. Les liquides, les gaz et la plupart des solides ne possèdent pas de  $\chi^{(2)}$ , ce qui est

observé dans les cristaux non centrosymétriques. La susceptibilité du troisième ordre ( $\chi^{(3)}$ ) se produit à la fois pour les milieux centrosymétriques et non centrosymétriques et la plupart des matériaux présentent cette susceptibilité qui donne lieu à la non-linéarité de Kerr [3].

Pour un champ électrique monochromatique  $E = E_\omega \cos \omega t$ , en utilisant l'expression :  $\cos 3\omega t = (\cos 3\omega t + 3 \cos \omega t)/4$ , la polarisation induite du milieu peut être écrite comme suit [3].

$$P = \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E_\omega|^2 \right) E_\omega \cos \omega t \quad (\text{II.4})$$

En considérant la susceptibilité résultante comme une somme de composantes linéaires  $\chi_L$  et non linéaires  $\chi_{NL}$ , l'indice de réfraction peut être écrit en fonction de l'intensité lumineuse [3].

$$n = (1 + \chi)^{\frac{1}{2}} = (1 + \chi_L + \chi_{NL})^{\frac{1}{2}} \approx n_0 \left( 1 + \frac{\chi_{NL}}{2n_0^2} \right) = n_0 + \left( \frac{3\chi^{(3)}}{8n_0} \right) \times |E_\omega|^2 = n_0 + n_2 I \quad (\text{II.5})$$

où :  $n_0 = \sqrt{1 + \chi_L}$  est l'indice de réfraction linéaire,  $n_2$  est l'indice de réfraction de second ordre et I est l'intensité de la lumière.

## II.2.2 Optique non linéaire du second ordre

Les effets optiques non linéaires du second ordre sont les phénomènes optiques non linéaires les plus importants. Ils sont la base de la plupart des dispositifs optiques non linéaires existants [5]. Pour ces processus non linéaires, nous pouvons raisonnablement supposer la présence de seulement trois champs quasi-monochromatiques.

$$\vec{E} = \vec{E}(\omega_1) + \vec{E}(\omega_2) + \vec{E}(\omega_3) \quad \text{avec } \omega_1 = |\omega_2 \pm \omega_3| \quad (\text{II.6})$$

Dans la génération de fréquences somme et différence,  $\vec{E}(\omega_2)$  et  $\vec{E}(\omega_3)$  sont les champs de pompe, tandis que dans l'amplification paramétrique,  $\vec{E}(\omega_1)$  est le champ de pompe. Dans la non-linéarité de second ordre, deux ondes d'entrée se mélangent pour produire une troisième onde.

Comme on le sait, tous les phénomènes optiques sont régis par les équations de Maxwell ou les équations d'onde qui en découlent.

$$\left[ \nabla x (\nabla x) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (\text{II.7})$$

$$\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = -4\pi \nabla \cdot \vec{P}(\vec{r}, t)$$

On peut décomposer ces deux équations en trois ensembles d'équations pour chaque  $\vec{E}(\omega_i)$ , afin de les coupler de manière non linéaire les unes aux autres par l'intermédiaire des polarisations.

$$\vec{P}(\omega_1) = \vec{\chi}^{(1)}(\omega_1) \cdot \vec{E}(\omega_1) + \vec{\chi}^{(2)}(\omega_1) : \vec{E}(\omega_2) \vec{E}(\omega_3) \text{ etc} \quad (\text{II.8})$$

Avec  $\omega_1 = |\omega_2 \pm \omega_3|$ .

Les solutions des équations d'onde couplées avec les conditions aux limites appropriées décrivent alors complètement les processus non linéaires du second ordre [5].

Durant les années passées, les travaux réalisés dans ce domaine ont porté sur la découverte de nouveaux cristaux non linéaires et sur des applications utiles. Les cristaux non linéaires qui font l'objet d'une grande attention sont ceux qui ont été remarqués pour leur grand  $\vec{\chi}^{(2)}$  [5].

### II.2.3 Optique non linéaire du troisième ordre

Dans les cristaux où il n'y a pas de symétrie d'inversion, le  $\chi^{(2)}$  disparaît, ce qui rend impossible le mélange de fréquences par somme et différence. La possibilité de générer une troisième harmonique existe toujours en principe, bien qu'elle souffre généralement d'inconvénients pratiques. Les valeurs typiques de  $\chi^{(3)}$  sont des ordres de grandeur plus petits que les coefficients  $\chi^{(2)}$  trouvés dans les cristaux de conversion de fréquence populaires. Cela signifie que l'irradiation du laser doit être augmentée pour compenser, ce qui entraîne souvent des dommages matériels. La génération de troisième harmonique dans les cristaux est également difficile à mettre en phase. En raison de ces obstacles, la mise en cascade de deux effets de second ordre (génération de second harmonique suivie d'une génération de fréquence somme) dans deux cristaux distincts est généralement la méthode privilégiée pour obtenir des multiples élevés de la fréquence du laser de pompe.

Les matériaux dépourvus de centre de symétrie d'inversion ont un  $\chi^{(2)}$  non nul et présentent une polarisation non linéaire de second ordre. Il s'agit du deuxième terme de l'expansion de la série de puissance de polarisation de l'équation (II.3) qui est responsable des effets les plus connus en optique non linéaire, notamment la génération de second harmonique

(SHG). Il est également possible de cascader deux processus  $\chi^{(2)}$  pour produire un effet qui reproduit un processus  $\chi^{(3)}$ , c'est la façon la plus efficace pour générer la troisième harmonique [6]. Dans cette interaction, une source d'entrée à  $\omega$  génère un second harmonique via la susceptibilité de second ordre  $\chi^{(2)}$  ( $2\omega=\omega+\omega$ ) ; le second harmonique et le fondamental se mélangent ensuite dans un second ou le même cristal non linéaire pour générer le troisième harmonique par génération de fréquence somme  $\chi^{(2)}(3\omega=2\omega+\omega)$ . Et on peut conclure que tous les autres effets  $\chi^{(3)}$  ont un processus analogue en cascade  $\chi^{(2)}:\chi^{(2)}$  [6].

L'utilité des  $\chi^{(2)}:\chi^{(2)}$  en cascade pour produire de grands déphasages non linéaires n'a été réalisée que récemment [7].

L'analyse de  $\chi^{(2)}$  est relativement simple, faisant intervenir les équations d'amplitude couplées régissant la propagation des faisceaux en interaction. Par exemple, le déphasage non linéaire imposé à un faisceau fondamental ( $\omega$ ) lorsqu'il se propage dans un cristal SHG de longueur L avec un déphasage  $\Delta k=k(2\omega)-2k(\omega)$  et en supposant un faible appauvrissement est [6]:

$$\Delta\phi \approx \tan^{-1} \left( \frac{\Delta k L \tan(\beta L)}{2 \beta L} \right) - \frac{\Delta k L}{2} \quad (\text{II.9})$$

Avec :  $\beta = \sqrt{\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2 + \Gamma^2}$  ;  $\Gamma = \frac{\omega \chi^{(2)} |E_0|}{2c \sqrt{n(2\omega)n(\omega)}}$ , et  $E_0$ : le champ électrique du faisceau fondamental.

Un  $\chi^{(3)}$  effectif peut être obtenu si nous développons  $\Delta\phi$  à l'ordre le plus bas dans  $\Gamma$  et utilisons  $\Delta\phi = \omega L n_2^{eff} I/c$  pour donner [6] :

$$n_2^{eff} = \frac{8}{c^2 4 \pi \epsilon_0} \frac{\omega d_{eff}^2 L}{n^2(\omega)n(2\omega)} \left[ \frac{\pi}{\Delta k L} \left( 1 - \frac{\sin(\Delta k L)}{\Delta k L} \right) \right] \quad (\text{II.10})$$

Ici  $d_{eff} = \chi^{(2)}(2\omega = \omega + \omega) / 2$  est la composante tangentielle effective de la susceptibilité non linéaire du second ordre pour une géométrie expérimentale.

Le  $\chi^{(2)}$  en cascade conduit à une modulation de l'indice de réfraction effectif  $n_2^{eff}$  et à une absorption de deux photons, mais on ne peut pas conclure que l'indice de réfraction des matériaux est modifié ou que l'énergie est déposée dans les matériaux. Ces coefficients décrivent uniquement les déphasages non linéaires et la conversion du faisceau fondamental en faisceaux de seconde harmonique [6].



## II.2.4 Mélange de quatre ondes

Dans le cas le plus général de l'interaction du troisième ordre, les quatre ondes qui interagissent (trois ondes d'entrée et une onde diffusée) sont à des fréquences différentes. D'autre part, le cas où les quatre ondes ont une fréquence identique, connue sous le nom de mélange dégénéré à quatre d'ondes (DFWM), ou plus simplement, mélange à quatre d'ondes [6]. Cette technique est facilement réalisable puisqu'une seule source laser est nécessaire.

Il existe deux cas généraux : le DFWM non résonant et le DFWM résonant. Dans les milieux transparents (c'est-à-dire non résonants), l'indice de réfraction est généralement une fonction linéaire de l'irradiation laser et le DFWM non résonant (longueur d'onde éloignée d'une résonance d'absorption) conduit à une conjugaison de phase optique. La conjugaison de phase par l'effet Kerr optique est l'une des applications les plus importantes impliquant des non-linéarités du troisième ordre [6]. Le DFWM non résonant conduit à la formation d'un réseau de phase dû à la modulation spatiale de l'indice de réfraction. Deux faisceaux écrivent le réseau de phase tandis qu'un troisième lit ou sonde le réseau en le diffractant, générant ainsi un quatrième faisceau. Le faisceau diffracté peut être soit transmis, soit réfléchi par le matériau dans une direction déterminée par les vecteurs d'onde des photons en interaction. L'une des difficultés d'interprétation des données DFWM pour les non-linéarités du troisième ordre est que le signal est proportionnel à  $|\chi^{(3)}|^2 = |\Re\{\chi^{(3)}\} + \Im\{\chi^{(3)}\}|^2$  c'est-à-dire que NLA et NLR apportent tous deux leur contribution.

## II.3 Les ports logiques à base de CPs non linéaire :

La réalisation d'un réseau tout optique dans lequel la génération, le traitement, la transmission et la détection des signaux sont effectués exclusivement dans le domaine optique sans électronique. Donc des circuits intégrés entièrement optiques sont nécessaires pour remplacer les circuits intégrés actuels basés sur l'électronique numérique. Un tel réseau entièrement optique résout le problème des conversions optique-électrique (O/E) et électrique-optique (E/O), qui se traduit par une réduction du débit de données. L'utilisation des matériaux non-linéaires ouvre la voie pour la conception de nouveaux dispositifs en cristaux photoniques tels que les additionneurs [8-9], les décodeurs [10-11], les ports logiques [12-13] et les convertisseurs ADC [14-15]...etc...

Dans cette partie nous allons présenter des ports logiques non-linéaires en CPs.

Les portes logiques tout-optiques sont considérées comme nécessairement cruciales dans la conception de tous les circuits intégrés optiques utiles dans les systèmes de calcul optique, le traitement des signaux optiques et les réseaux d'interconnexion optique [16].

### II.3.1 Porte logique AND/NAND tout-optique en CPs :

Dans cette partie, nous avons présenté quelques ports logiques AND/NAND à base des cristaux photoniques non-linéaire. On cite par exemple, la réalisation d'un port logique AND à base d'un résonateur en anneau non-linéaire [16]. Les auteurs ont utilisé des tiges de  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  avec un indice de réfraction égal à 3.59 comme diélectrique. Le résonateur se compose de deux guides d'ondes, chaque guide d'onde contient un port d'entrée et un autre de sortie. Ces derniers, sont couplés par un résonateur en anneau, comme indique la figure Fig. II.1

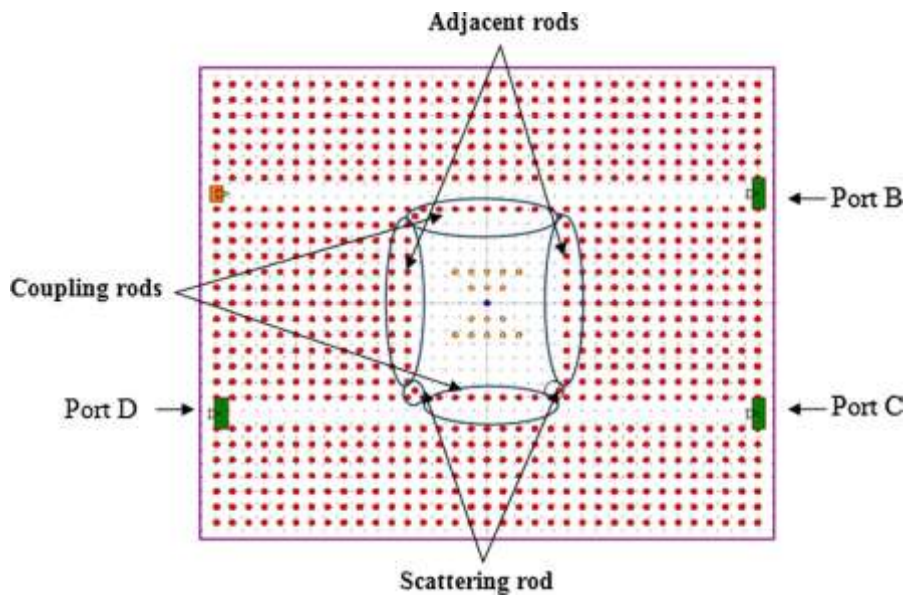


Fig. II.1. Non-linéaire ring résonateur [16]

Les simulations sont effectuées à l'aide de la méthode de domaine temporel à différences finies (FDTD) et ils ont démontré que le PhCRR proposé fonctionne autour de  $\lambda=1.5471 \mu\text{m}$  avec un facteur de qualité (Q) d'environ 1719 et une efficacité de transmission de 96.6%.

La figure (Fig. II.2) montre les résultats de simulation de résonateur.

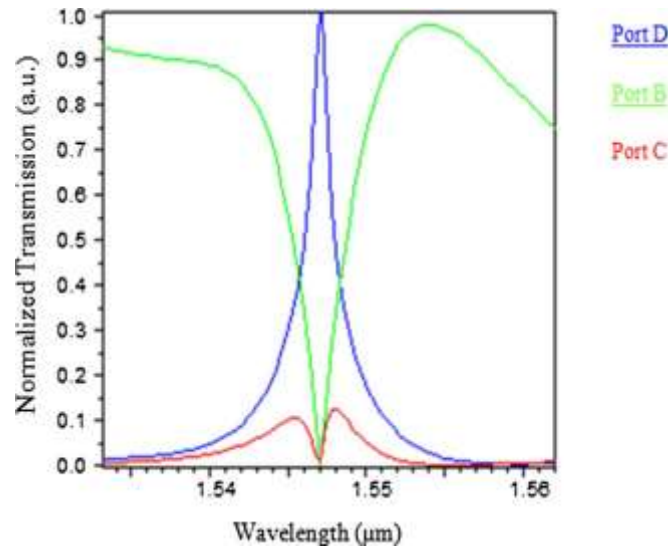


Fig. II.2. Les spectres de sorties de résonateur [16]

Les auteurs ont remplacé certaines tiges de la structure par des tiges diélectriques non linéaires en GaAs caractérisées par un coefficient Kerr  $n_2 = 1.5 \cdot 10^{-16}$ . Pour étudier la sensibilité du mode résonnant à effet non linéaire et pour réaliser une porte AND, les auteurs ont modifié la forme de la structure PhCRR proposée (voir Fig. II.3).

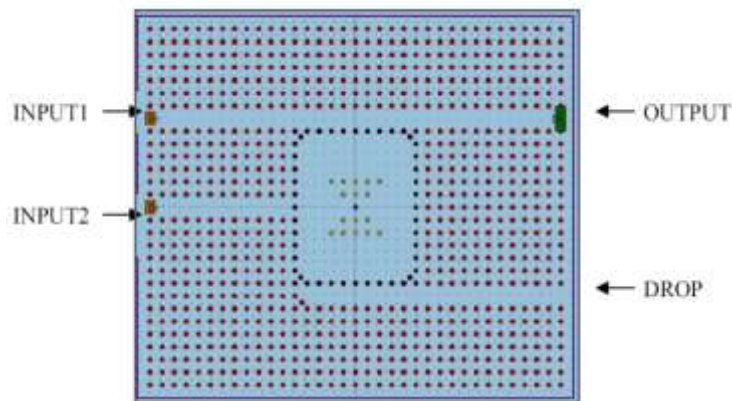


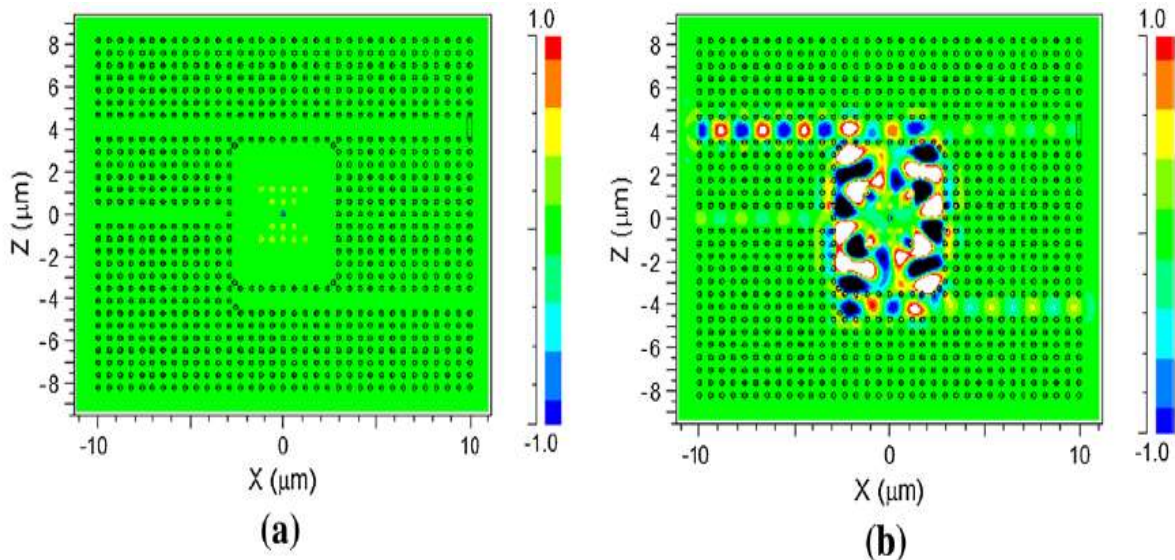
Fig. II.3. La structure de port logique AND [16].

Sana Rebhi et Monia Najjar ont appliqué une onde continue avec  $\lambda = 1.5471 \mu\text{m}$  et une densité de puissance égale à  $333 \text{ W}/\mu\text{m}^2$  pour tester le bon fonctionnement de la porte AND. Les différents états des entrées sont résumés dans le tableau II.1.

Table II.1 : États de fonctionnement de la porte logique AND.

Input 1	Input 2	Output
0	0	0
0	1	0
1	0	0
1	1	1

D'après le tableau, lorsque les deux ports d'entrée sont désactivés (Input1 = Input2 = 0), la structure n'a pas été excitée, donc le port de sortie est désactivé (Output = 0), (Fig. II.4.a). Dans les cas où (Input 1=1 et Input 2=0) et (Input 1=0 et Input 2=1), les ondes optiques ne peuvent pas atteindre le port de sortie. Dans ces deux cas, la porte est toujours désactivée (Output = 0). (Fig. II.4.b) et (Fig. II.4.c) illustrent l'état de fonctionnement de ces deux cas. Lorsque les deux entrées Input1 et Input 2 sont activées, l'intensité totale de la puissance optique à proximité de l'anneau résonnant atteint la puissance de seuil de commutation de  $733 \text{ W}/\mu\text{m}^2$  et la longueur d'onde résonnante est décalée. Par conséquent, les ondes optiques du port Input1 se dirigeront vers le port de sortie. Celui-ci sera activé comme le montre la figure (Fig. II.4.d).





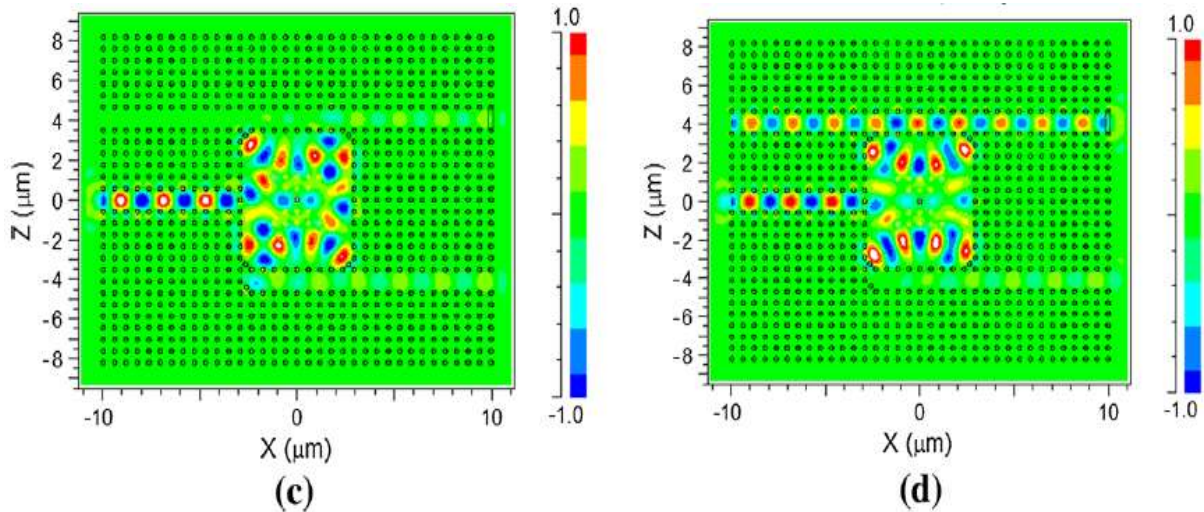


Fig. II. 4. Distribution du champ optique pour les différents états de porte AND [16].

Pour la création de port NAND, les auteurs dans [16] ont effectué des modifications sur le port AND proposé dans le même papier. Le port logique se compose de 2 ports d'entrée, un port d'excitation, un port de sortie et 2 ports indésirables. Voir la figure (Fig. II-5).

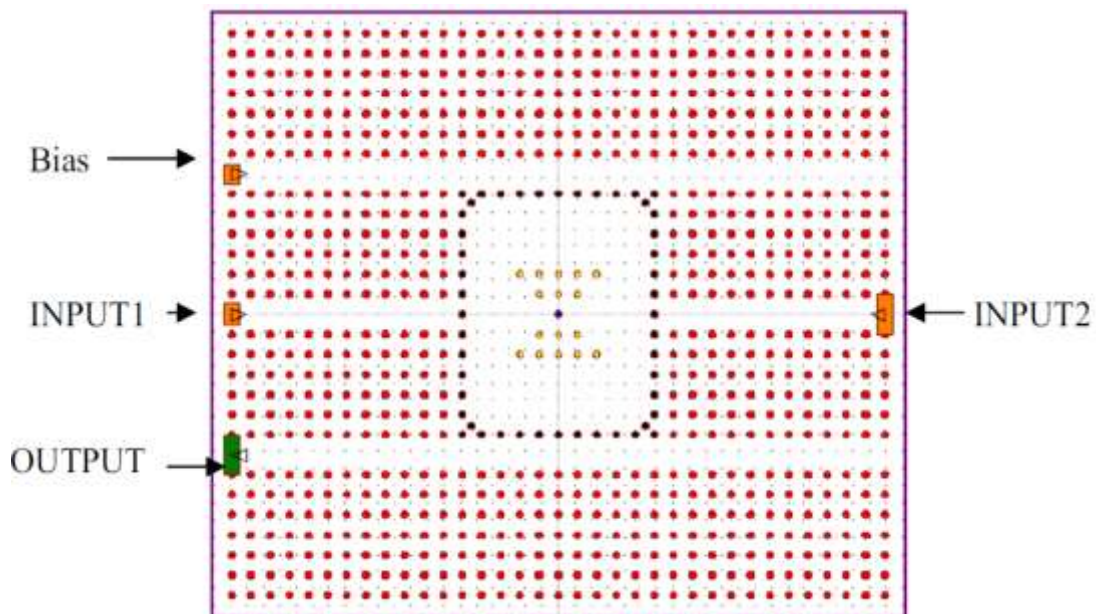


Fig. II.5. Le port logique NAND proposé [16]

Il fonctionne sur la même longueur d'onde et le même seuil de commutation ( $\lambda = 1.5471 \mu\text{m}$ ,  $733 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ ) de port AND, mais les auteurs ont changé l'intensité injectée aux ports

d'entrée et d'excitation avec une intensité d'entré de  $244.33 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ . Le tableau II.2 représente les états de fonctionnement de port NAND.

Tableau II-2 : Les états de fonctionnement de port logique NAND.

Input 1	Input 2	Output
0	0	1
0	1	1
1	0	1
1	1	0

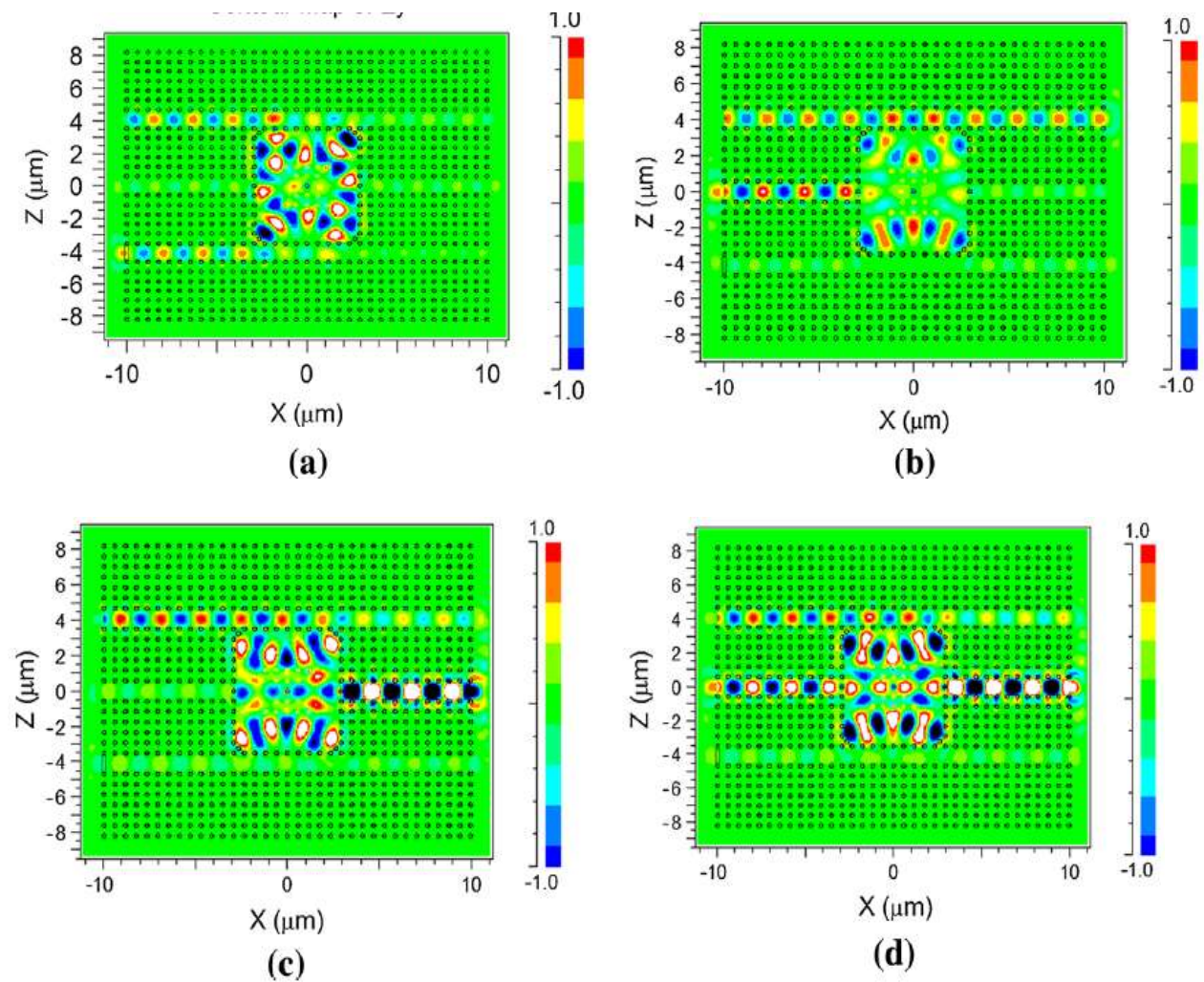


Fig. II.6. Distribution du champ pour les différents états de port NAND [16].

Pour assurer le bon fonctionnement de la structure, le port d'excitation a été allumé dans les 4 états [rebhi]. D'après la figure (Fig. II.6.a) et le tableau II.2, les deux ports d'entrée sont éteints, donc la puissance optique à proximité du résonateur est de  $244.333 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ , et elle est

inférieure à la puissance du seuil de commutation ( $733 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ ). Par conséquent, l'onde de polarisation sort vers le port OUTPUT et le port NAND sera activé. Les auteurs ont obtenu le même résultat pour les deux états suivants (Input 1=1, Input 2=0) et (Input 1=0, Input 2=1), le port NAND sera activé parce que la puissance n'atteint pas le seuil de commutation (Fig. II.6.b), (Fig. II.6.c). Mais dans le dernier état, les deux ports d'entrée sont allumés, donc la puissance atteint le seuil de commutation  $733 \text{ W}/\mu\text{m}^2$  et déplace la longueur d'onde de résonance de l'anneau. Par conséquent, les ondes optiques ne tomberont pas dans le résonateur en anneau pour atteindre le port OUTPUT. Le port NAND sera désactivé. (Fig. II.6.d).

### II.3.2 Port logique XOR/XNOR tout-optique en CPs

A ce jour, beaucoup de travaux ont été réalisés sur les ports logiques XOR et XNOR avec utilisation de différentes techniques. Par exemple, dans la référence [17], les auteurs ont créé un XOR, XNOR et d'autres ports logiques à base des CPs utilisant des guides d'ondes avec des tiges non-linéaires au bas de chaque guide. Et dans la référence [18], les auteurs ont utilisé un PCRR non linéaire pour la création de ports logiques XOR/XNOR. Et dans la référence [19], les auteurs ont proposé des ports XOR/XNOR réversibles optiques utilisant des cavités résonnantes non linéaires à base de PCs.

Dans cette partie, nous allons discuter des ports réalisés par Mehrnosh A et al. dans le papier [18]. Ils ont proposé une structure compacte utilisée comme port logique XOR/XNOR utilisant un PCRR non linéaire. En premier lieu, ils ont créé un PhCRR non linéaire de forme carrée à l'intérieur de la structure fondamentale, puis, des tiges non-linéaires de verre dopé avec un coefficient Kerr non linéaire sont placées autour de cette section (Fig. II.7). Ce résonateur a pour rôle de laisser passer des ondes optiques dont la longueur d'onde centrale est de  $1.55 \mu\text{m}$  et une intensité d'entrée de  $0.02 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ . Et pour compléter la structure finale, les auteurs ont créé des guides d'ondes pour relier le résonateur avec les ports d'entrée et de sortie. X et Y sont des ports d'entrée, E un port d'excitation pour activer le port logique et F1, F2 sont des ports de sortie (Fig. II.7). F1 sert de port logique XOR et F2 de port logique XNOR) [18].



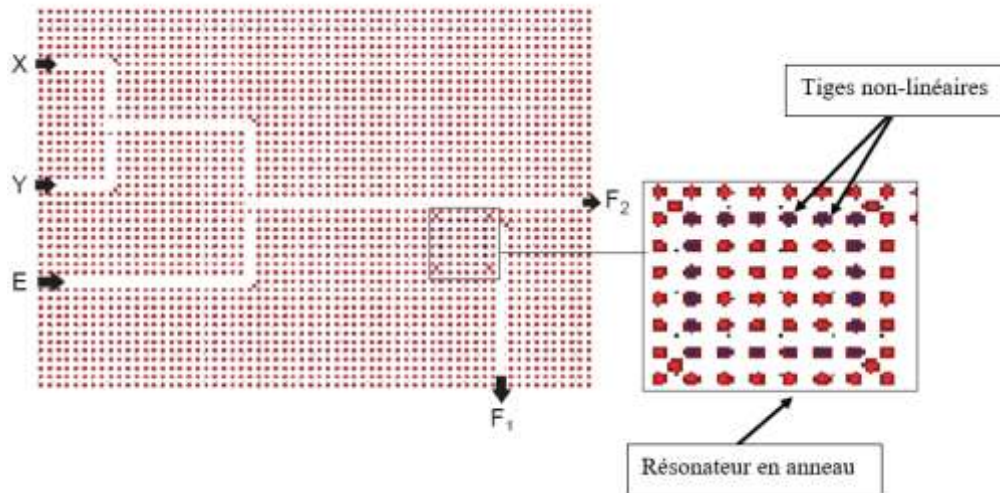


Fig. II-7. La structure finale de port XOR/XNOR [18].

Pour tester le bon fonctionnement de la structure, les auteurs ont utilisé la méthode de différences finies dans le domaine temporel FDTD. Trois sources optiques avec des longueurs d'onde centrales et des intensités optiques égales à  $1.55 \mu\text{m}$  et  $0,01 \text{ W}/\mu\text{m}^2$  respectivement, ont été utilisées aux ports d'entrée de la structure proposée. Dans l'état actif de la structure proposée, le port E doit toujours être activé [18].

Dans une première étape, les deux ports d'entrée sont éteints ( $X = Y = 0$ ), seules les ondes optiques provenant de E peuvent atteindre l'anneau résonnant, et la quantité d'intensité optique est inférieure à  $0,01 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ . Donc, les ondes optiques se propageront vers le port F2 (Fig. II-8-a).

Ensuite, un des ports d'entrée est activé ( $X = 1, Y = 0$  ou  $X = 0, Y = 1$ ). Dans ce cas, la quantité d'intensité optique près de l'anneau résonnant est d'environ  $0,02 \text{ W}/\mu\text{m}^2$  et l'anneau résonnant va guider les ondes vers le port F1 (Fig. II.8 b et c).

Finalement, lorsque les deux ports d'entrée sont activés ( $X = Y = 1$ ), la quantité d'intensité optique à proximité de l'anneau résonnant sera supérieure à  $0.025 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ , donc l'anneau résonnant ne peut pas faire chuter les ondes optiques vers le port F1, et elles se propageront vers F2. Dans ce cas, F2 sera allumé et F1 sera éteint, comme le montre la figure (Fig. II.8.d). Les tableaux II.3 et II.4 résument les résultats obtenus par les auteurs pour les ports XOR/XNOR respectivement. La Figure II-8 représente la distribution du champ des états de fonctionnement.



Tableau II.3 : Les états de fonctionnement de port XOR.

X	Y	F1
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

Tableau II.4 : Les états de fonctionnement de port XNOR.

X	Y	F2
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	1

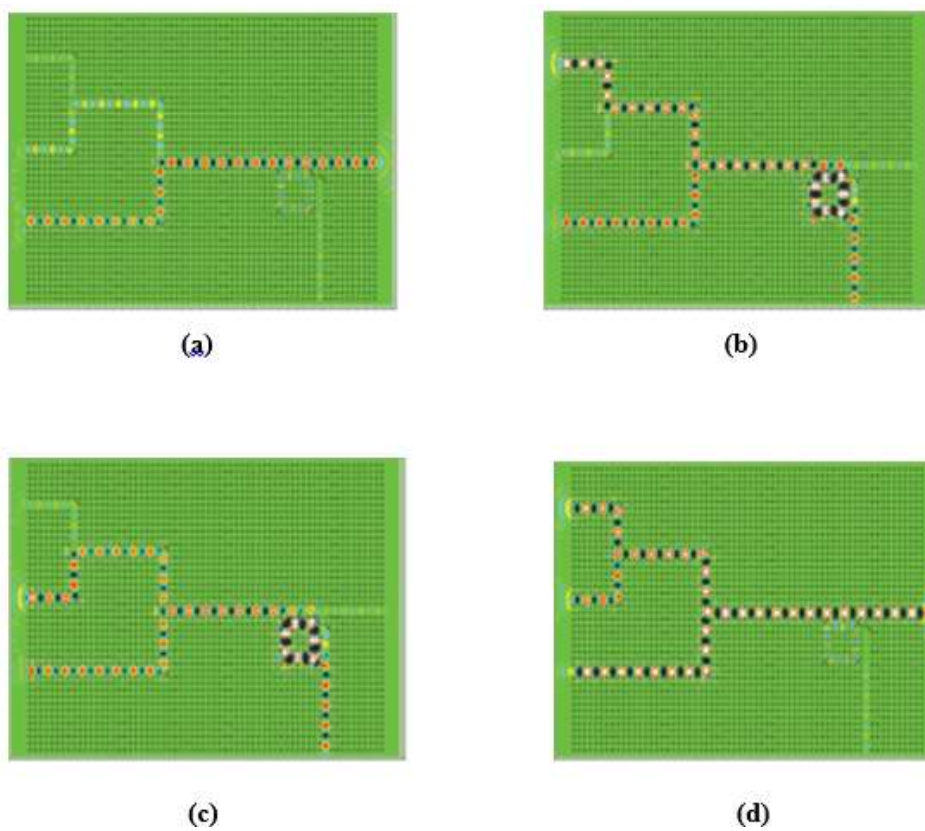


Fig. II.8. Distribution de champs optiques des états de fonctionnement de XOR/XNOR [18].

### II.3.3 Port logique OR/NOR tout-optique en CPs :

Comme tous les ports logiques, beaucoup de travaux ont été réalisés pour la conception des ports OR/NOR à base des cristaux photoniques. Dans les références [16-20], les auteurs ont utilisé les résonateurs non-linéaires comme structure fondamentale pour la réalisation de port OR. Dans la référence [20], ils ont réalisé une structure en réseau triangulaire fonctionnant comme un port logique AND-OR. Dans les références [21] et [22], les auteurs ont utilisé les résonateurs à effet Kerr comme structure de base pour la réalisation des ports logiques NOR.

#### II.3.3.1 Port logique OR

Par exemple, dans la référence [23], Ashkan Pashamehr et al. ont conçu un port logique OR à base d'un résonateur en anneau non-linéaire pour laisser tomber la longueur d'onde de résonance à  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ , la longueur d'onde des opérations de télécommunication. La structure finale est un réseau hexagonal des tiges diélectriques avec un indice de réfraction de 3.46. Elle possède deux guides d'ondes qui sont coupés par un résonateur, deux ports d'entrées A et B, un port d'excitation BIAS et un port de sortie OUT comme le montre la figure (Fig. II.9).

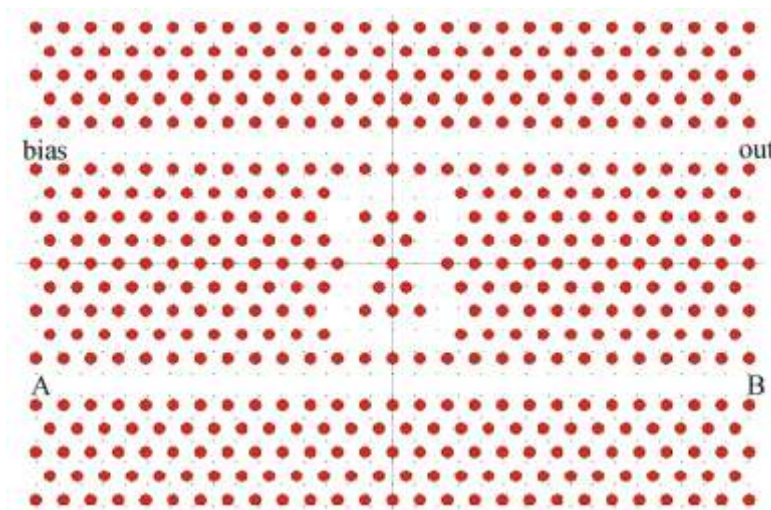


Fig. II-9. Port logique OR [23].

Les auteurs ont utilisé des méthodes numériques telles que l'expansion d'ondes planes et les différences finies dans le domaine temporel (FDTD) pour effectuer les simulations et pour étudier les propriétés optiques de la structure proposée. Dans tous les cas, et comme pour les autres ports logiques présentés précédemment, le port d'excitation reste activé.

Ensuite, l'état des autres ports d'entrées a été changé. Au début, les ports A et B sont éteints, et d'après la figure (Fig. II-10-a), le champ optique chute dans le résonateur et se propage vers le A, donc le port de sortie reste OFF. Puis, lorsque (A=1, B=0), (A=0, B=1) ou (A=1, B=1), le champ ne chutera pas dans le résonateur et se propagera vers le port de sortie OUT qui va changer son état en ON (Fig. II.10 b, c et d). Le tableau II.4 résume le fonctionnement du port OR.

Tableau II-4 : Etats de fonctionnement du port OR

A	B	OUT
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	1

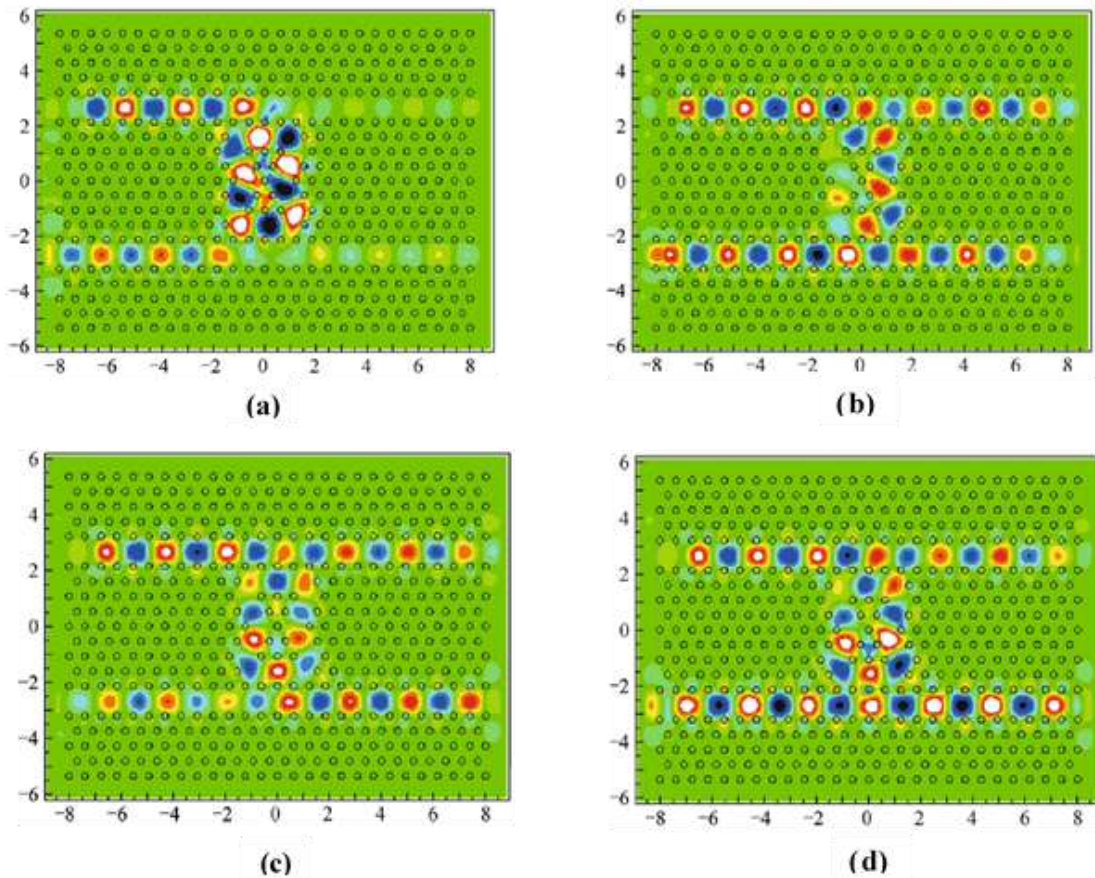


Fig. II.10 : Distribution de champs optiques dans le port OR [23].

### II.3.3.2 Port logique NOR

Dans cette section, on va citer l'exemple du port NOR proposé par Hamed Alipour-Banaei et al. de la référence [22]. Ils ont conçu un port NOR à l'aide des résonateurs combinés avec l'effet Kerr non-linéaire. D'abord, ils ont conçu une structure dont le comportement optique peut être contrôlé par l'intensité de la puissance d'entrée. Tel que Le seuil de puissance de commutation obtenu pour cette structure est égal à  $2 \text{ kW/m}^2$ .

Pour concevoir la porte logique optique proposée, les auteurs ont utilisé deux anneaux résonnants avec les mêmes structures, les deux anneaux de porte logique ont été conçus de telle sorte que leur longueur d'onde de résonance soit égale à  $1.55 \mu\text{m}$  et de cinq guides d'ondes. La structure comporte quatre ports, A, B ports d'entrées, un port d'excitation BIAS et un port de sortie OUT (Fig. II.11).

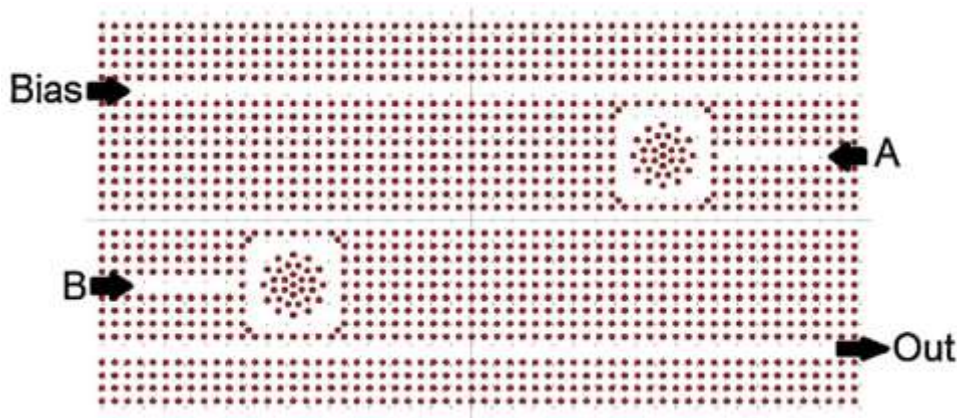


Fig .II.11. La structure proposée du port logique NOR [22].

La porte logique proposée [alipour] fonctionne pour les différents états des ports d'entrées A et B. Donc le cas où A et B sont tous deux désactivés ( $A = B = 0$ ), les deux anneaux sont à l'état linéaire et l'onde optique chutera dans les deux anneaux et se déplacera vers le port de sortie OUT, la porte est alors à l'état ON comme le montre la figure (Fig. II-12-a). Pour les cas où ( $A=1, B=0$ ), ( $A=0, B=1$ ) et ( $A=1, B=1$ ), l'état de port de sortie sera désactivé parce que l'intensité de puissance atteindra le seuil de commutation et par conséquent, l'onde optique ne chutera pas dans les résonateurs. Ces états sont présentés dans les figures (Fig. II.12 b, c et d respectivement).



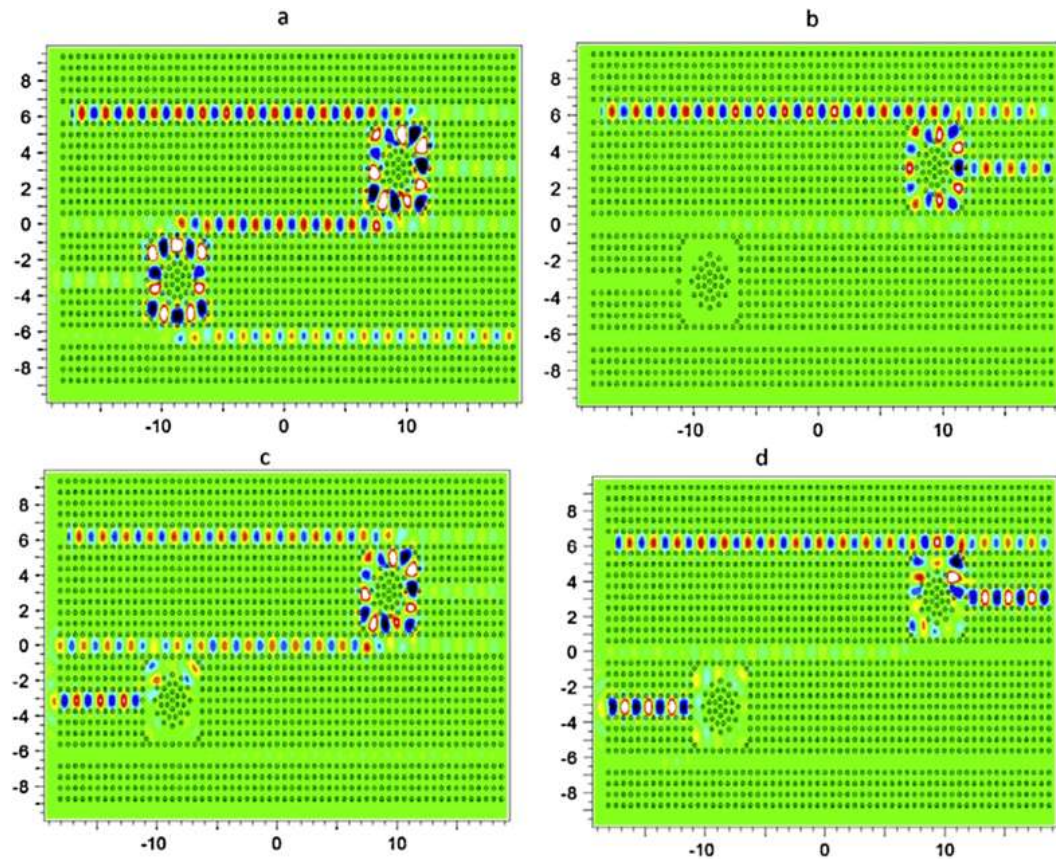


Fig. II.12. Distribution des champs optiques du port NOR [22].

## II.4 Conclusion

Les cristaux photoniques PCs sont des candidats prometteurs pour la réalisation de tous les composants optiques adaptés à la mise en œuvre de circuits intégrés optiques pour les futurs systèmes de communications optiques et de traitement des signaux. Par conséquent, on peut résoudre le problème des conversions optique-électrique (O/E) et électrique-optique (E/O), qui se traduit par une réduction du débit de données.

Dans ce chapitre, nous avons présenté les propriétés non-linéaires des cristaux photoniques et leur utilisation pour la conception des dispositifs tout optiques. Donc, l'effet Kerr non-linéaire donne une possibilité de contrôler le comportement optique d'une telle structure photonique non-linéaire par le biais de l'intensité d'entrée. Notre but était la conception des ports logiques tout optiques non-linéaires qui jouent un rôle crucial dans tous les réseaux de traitement des signaux optiques et de communication optique.

**Références :**

- [1] Farhad Mehdizadeha, Mohammad Soroosha, Hamed Alipour-Banaeib, An optical demultiplexer based on photonic crystal ring resonators, *Optik* 127 (2016) 8706–8709.
- [2] Zhenhai Wu, Kang Xiea, Huajun Yang, Band gap properties of two-dimensional photonic crystals with rhombic lattice, *Optik*, Volume 123, Issue 6, March 2012, Pages 534-536.
- [3] M. G. Pravini S. Fernando, K. A. I. L. Wijewardena Gamalath, Nonlinear optical properties of photonic crystals, *World Scientific News* 97 (2018) 1-27, EISSN 2392-2192.
- [4] J.-Y. Courtois, *Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales, Optique non linéaire*, volume 4, 1996, 87 – 172.
- [5] Y. R. Shen, Recent advances in nonlinear optics, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 48, No. 1, January 1976.
- [6] Mansoor Sheik-Bahae, Michael P. Hasselbeck, THIRD ORDER OPTICAL NONLINEARITIES, *OSA Handbook of Optics*, Vol. IV, Chapter. 17, (2000).
- [7] R. DeSalvo, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae, G. Stegeman, and E. W Van Stryland, Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP, *OPTICS LETTERS*, Vol. 17, No. 1, January 1, 1992.
- [8] F. Cheraghi, M. Soroosh, G. Akbarizadeh, An ultra-compact all optical full adder based on nonlinear photonic crystal resonant cavities, *Superlattices and Microstructures*, Volume 113, January 2018, Pages 359-365.
- [9] Marziyeh Moradi, Mohammad Danaie, Ali Asghar Orouji, Title: Design and analysis of an optical full-adder based on nonlinear photonic crystal ring resonators, *Optik* (2018), Volume 172, November 2018, Pages 127-136.
- [10] Tina Daghooghi, Mohammad Soroosh, Karim Ansari-Asl, A novel proposal for all-optical decoder based on photonic crystals, *Photon Netw Commun*, 35, pages335–341, 2018.
- [11] Fariborz Parandin, M. Mehdi Karkhanehchi, Mosayeb Naseri, Abdulhamid Zahedi, Design of a high bitrate optical decoder based on photonic crystals, *Journal of Computational Electronics*, 17, pages 830–836, 2018.
- [12] L. Mokhtari, H. A. Badaoui, M. Abri, M. Abdelbasset, F. Lallam, and B. Rahmi, "Proposal of a New Efficient or/Xor Logic Gates and All-Optical Nonlinear Switch in 2D Photonic Crystal Lattices," *Progress In Electromagnetics Research C*, Vol. 106, 187-197, 2020.
- [13] Hojjat Sharifi, Seyedeh Mehri Hamidi, Keivan Navi, All-optical photonic crystal logic gates using nonlinear directional coupler, *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, Volume 27, November 2017, Pages 55-63.

- [14] Farhad Mehdizadeh, Mohammad Soroosh, Hamed Alipour-Banaei, Ebrahim Farshidi, A Novel Proposal for All Optical Analog-to-Digital Converter Based on Photonic Crystal Structures, IEEE Photonics Journal, Volume 9, Number 2, April 2017.
- [15] Farhad Mehdizadeh, Mohammad Soroosh, Hamed Alipour-Banaei, Ebrahim Farshidi, All optical 2-bit analog to digital converter using photonic crystal based cavities, Optical and Quantum Electronics, volume 49, number: 38, 2017.
- [16] Sana Rebhi, Monia Najjar, A new design of a photonic crystal ring resonator based on Kerr effect for all-optical logic gates, Optical and Quantum Electronics volume 50, Article number: 358 (2018).
- [17] Zahra Mohebbi, Najmeh Nozhat, Farzin Emami, High contrast all-optical logic gates based on 2D nonlinear photonic crystal, Optics Communications, Volume 355, 15 November 2015, Pages 130-136.
- [18] Mehrnoush Asghari et al., A novel proposal for all-optical XOR/XNOR gate using a nonlinear photonic crystal based ring resonator, Optica Applicata, Vol. XLIX, No. 2, 2019.
- [19] Mahdi Hassangholizadeh-Kashtiban et al., An ultra fast optical reversible gate based on electromagnetic scattering in nonlinear photonic crystal resonant cavities, Optical Materials, Volume 94, August 2019, Pages 371-377.
- [20] Aryan Salmanpour, Shahram Mohammadnejad, Ali Bahrami, All-optical photonic crystal AND, XOR, and OR logic gates using nonlinear Kerr effect and ring resonators, Journal of Modern Optics, Volume 62, 2015 - Issue 9.
- [21] Farhad M, Mohammed S, Designing of all optical NOR gate based on photonic crystal, Indian Journal of pure & Applied Physics, vol.54, January 2016, pp. 35-39.
- [22] Hamed Alipour-Banaei, Somaye Serajmohammadi, Farhad Mehdizadeh, All optical NOR and NAND gate based on nonlinear photonic crystal ring resonators, Optik, Volume 125, Issue 19, October 2014, Pages 5701-5704.
- [23] Ashkan PASHAMEHR, Mahdi ZAVVARI, Hamed ALIPOUR-BANAEI, All-optical AND/OR/NOT logic gates based on photonic crystal ring resonators, Front. Optoelectron, volume 9, pages578–584(2016).

# **Chapitre III**

---

## **Résultats et interprétations**

---



### III.1 Introduction

Ce chapitre est consacré aux résultats de simulation numérique obtenus pour des structures en cristaux photoniques bidimensionnels à maille carrée [1-6]. Le matériau des tiges est le semi-conducteur *GaAs* Arsenic de Gallium selon le modèle proposé par Skauli et al en 2003 [7]. Nous proposons des filtres add-drop basés sur l'assemblage entre des résonateurs en anneaux et des guides d'ondes dont la conception est réalisée par COMSOL Multiphysics qui est un logiciel basé sur la méthode des éléments finis (FEM). Nous avons simulé la transmission des ondes électromagnétiques et la distribution du champ électromagnétique à travers les structures pour différentes valeurs de fréquences où la longueur d'onde de résonance du PCRR désirée est  $\lambda = 1.553 \mu\text{m}$  avec un pic de transmission qui dépasse 99% et un facteur de qualité au alentour de 5177.

Pour étudier les portes logique OR et XOR tout optique à base de résonateurs en anneaux, nous avons calculé la distribution du champ électrique du cristal photonique 2D pour un signal lumineux à  $\lambda = 1.553 \mu\text{m}$ . Afin d'avoir une grande sélectivité de filtrage et une commutation rapide dans le domaine de la non-linéarité [8], nous augmentons le nombre de résonateurs en anneaux où ces derniers sont utilisés pour la conception de toutes les portes logiques qui fonctionnent en utilisant l'effet Kerr égal à  $10^{-6} \text{ m}^2/\text{w}$ .

### III.2 Etude de la structure

#### III.2.1 Critères de sélection

Pour la réalisation de la structure étudiée, il faut agir de façon à acquérir une entière certitude que la qualité du cristal photonique choisi doit être convenable c'est-à-dire que ses propriétés optiques doivent permettre d'envisager leur utilisation pour le filtrage. Egalement, la sélection de la géométrie du CP est conçue selon un nombre de critères de base.

Concernant le choix du matériau, il faut se garantir de l'existence d'une bande interdite Photonique suffisamment large, les contrastes doivent avoir des indices élevés entre les matériaux qui composent le cristal photonique.

Au sujet de la géométrie pour la conception d'une structure bidimensionnelle, les micro-piliers immergés dans l'air sont des motifs élémentaires placés dans une structure à maille carré ou triangulaire car la création d'un défaut peut être réédité par ces derniers par rapport à celle de forme hexagonales. Par contre, cette géométrie doit être acceptable avec l'application du

filtrage ciblée, les filtres doivent avoir des facteurs de qualité importants et permettront une extraction optimale.

Lors de la création d'un cristal photonique bidimensionnelle, pour un type de réseau choisi on peut ajuster le pas du réseau et le facteur de remplissage défini par le rapport  $r/a$ . Ces paramètres ont un facteur d'influence sur les propriétés et l'allure du diagramme de bandes allié au cristal photonique créé, en particulier la largeur et la position de la bande interdite. Ces paramètres sont fixés de manière à obtenir une bande interdite pour une polarisation à des longueurs d'onde désirées.

### III.2.2 Paramètres de la structure étudiée

Le semi-conducteur inorganique Arséniure de Gallium (*GaAs*) est un matériau encourageant, particulièrement dans le domaine de la photonique, vu son indice de réfraction élevé et sa transparence aux longueurs d'onde des télécommunications, le *GaAs* autorise la création de résonateurs et de guides d'ondes à fort confinement du champ électromagnétique.

La géométrie du cristal photonique étudié est un réseau carré qui donne une structure simple, il accepte un confinement énergétique de la lumière et des modes de propagation facilement contrôlables. Bien qu'une matrice de trous d'air à maille triangulaire dans un matériau diélectrique soit la géométrie standard qui permet d'obtenir une large bande interdite, il convient de noter que les réseaux triangulaires sont généralement utilisés dans des structures connectées à trous d'air, alors que les réseaux carrés sont utilisés dans des structures déconnectés à base de tiges.

Avant d'envisager n'importe quelle structure cristalline, il faut étudier sa carte de bande [3] qui représente la relation de dispersion pour les différents modes possibles. A partir du tracé de la carte de bande, on peut choisir convenablement les paramètres géométriques de la structure désirée.

La structure du cristal photonique bidimensionnel considérée dans cette étude est composée par un réseau carré de tiges cylindriques diélectriques de *GaAs* plongées dans l'air. Les tiges ont un indice de réfraction égal à  $n = 3.28$ , et un rayon de  $r = 0.188 \times a$ , où  $a = 640$  nm étant la constante du réseau de la structure cristalline photonique qui est définie comme la distance entre les centres de deux tiges adjacentes, avec une résolution de 20 tiges horizontale et 20 tiges verticale. Pour justifier les paramètres physiques du filtre choisi, il est nécessaire de calculer le diagramme de bande interdite du CP 2D.

### III.2.3 Etude de diagramme de dispersion des cristaux photoniques 2D

Dans cette partie, nous allons analyser une structure de CPs planaire qui possède une structure carrée de tiges diélectrique de fort indice de réfraction  $n = 3.28$  infiniment longs de rayon  $r = 0.188 \times a$ , disposés périodiquement suivant les deux directions  $x$  et  $y$  de l'espace et placées dans l'air.

En utilisant la méthode d'expansion d'onde plane "PWE" sous le logiciel COMSOL Multiphysics [13], nous avons calculé le diagramme des bandes interdites photoniques de la structure pour le mode TE comme montre la figure III.1. Ce diagramme représente :

- Sur l'axe des abscisses, nous donnons la variation du vecteur d'onde sur le circuit  $\Gamma$ -M-X- $\Gamma$  (directions de haute symétrie de la première zone de Brillouin).
- Sur l'axe des ordonnées, la fréquence des modes calculés.

Comme il est illustré sur le diagramme de bande de la figure III.1, une large bande interdite TE s'ouvre pour des fréquences normalisées entre de  $0.39 < (\omega \times a / 2\pi c) < 0.455$ ,  $0.525 < (\omega \times a / 2\pi c) < 0.545$ ,  $0.675 < (\omega \times a / 2\pi c) < 0.750$  pour le mode TE, la transmission est nulle à la longueur d'onde  $1.5531 \mu\text{m}$  correspondant à  $(\omega \times a / 2\pi c = 0.412)$ ; ceci est dû à l'absence de modes dans ces régions. Le champ électrique est réfléchi vu l'existence d'une bande interdite photonique. Une onde électromagnétique incidente dans le plan perpendiculaire au réseau des piliers de *GaAs* sera donc réfléchi si sa fréquence est comprise dans l'intervalle spectral précédent.

Premièrement, comme illustration, nous allons vérifier que la structure sans défauts, donnée dans la Figure III.2. Avec 20 rangées selon l'axe ( $ox$ ) et 20 rangées selon l'axe ( $oy$ ) permet l'ouverture d'une bande photonique interdite dans l'intervalle de fréquences incluant  $1.5531 \mu\text{m}$ .

Après étude paramétrique, nous avons abouti aux choix des paramètres du CP suivants :

- ▲ La constante de réseau de cette structure est choisie égale à  $a = 0.64 \mu\text{m}$
- ▲ Le rayon normalisé est  $r/a = 0.188$
- ▲ Les dimensions du CP sont  $(12.4 \times 12.4) \mu\text{m}$

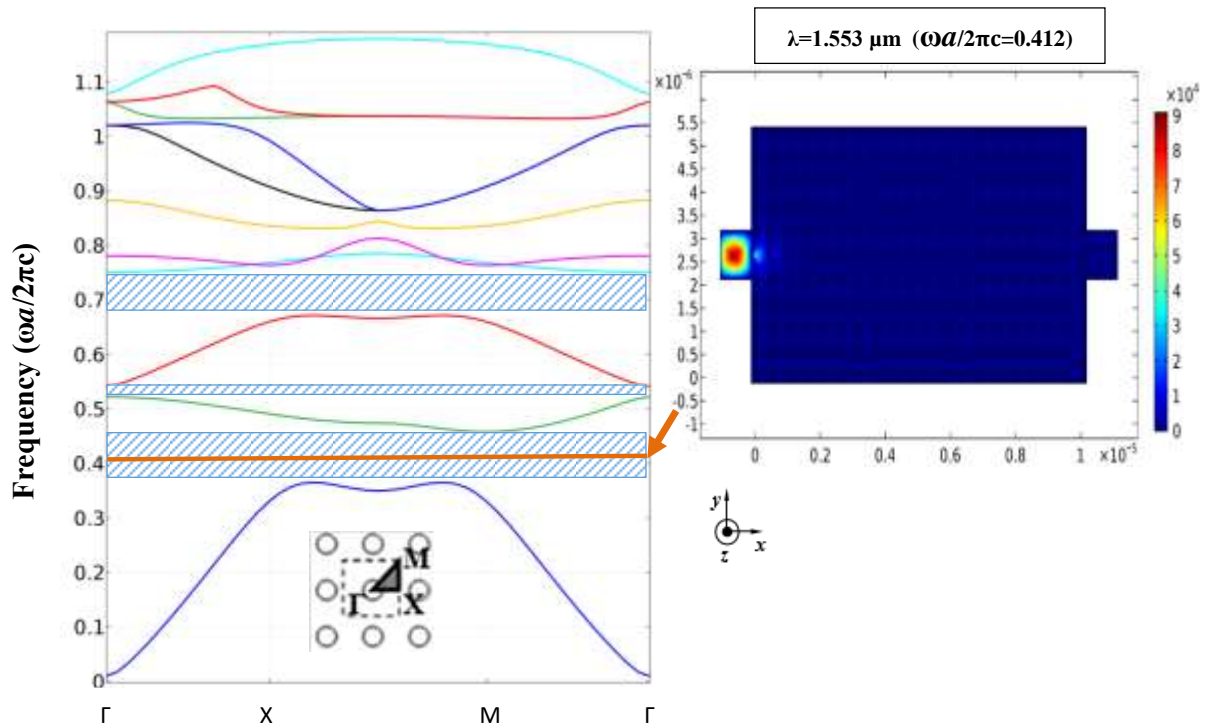


Figure III.1. Diagramme de bandes.

### III.2.4 Etude des structures bidimensionnelles sans défaut

Nous avons commencé à étudier les structures bidimensionnelles planaires CP-2D sans défauts, dans un réseau carré de tiges diélectrique à base de *GaAs* plongées dans l'air (structure déconnectée). Les performances de ces structures en termes de transmission et réflexion obtenues par simulation seront discutées, et le champ magnétique sera présenté.

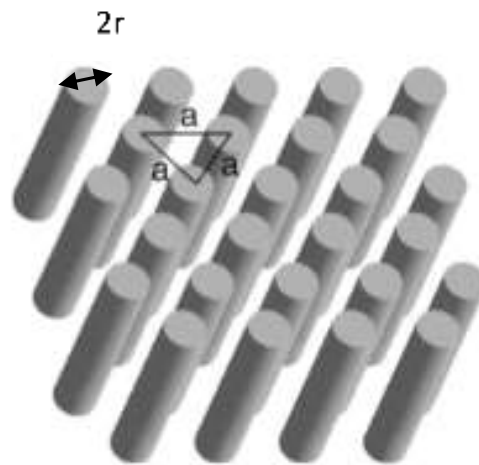
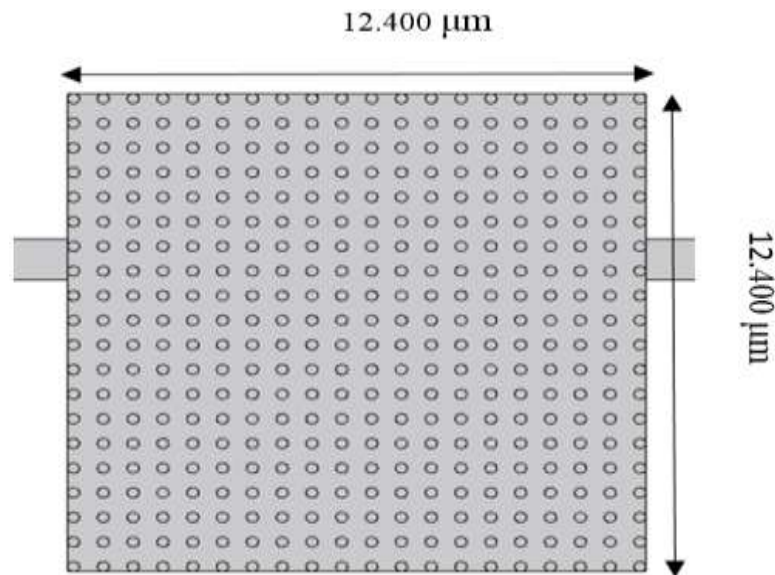


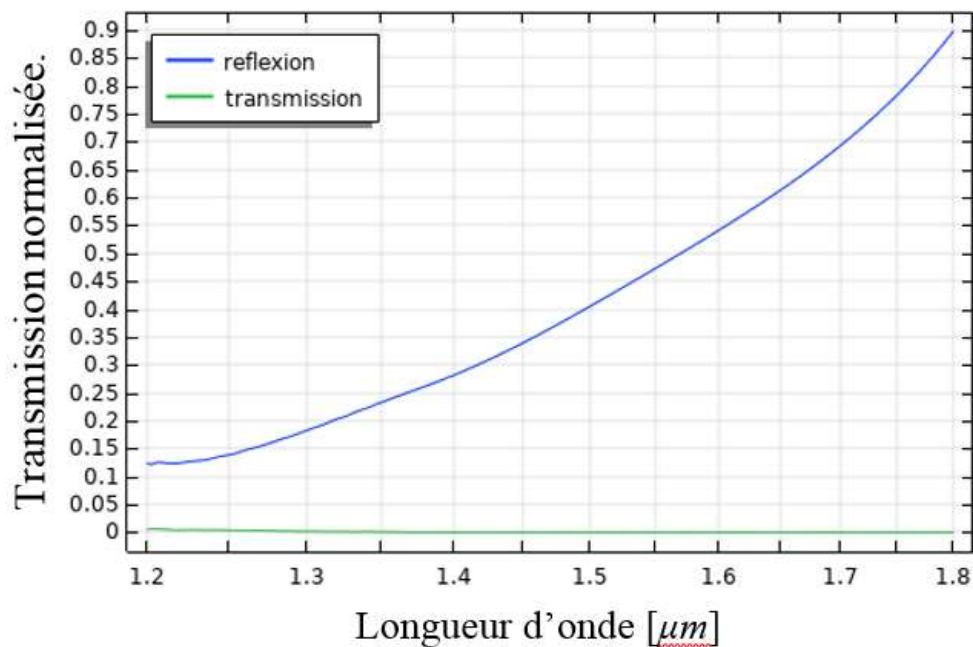
Figure III. 2: Structure périodique 2D déconnectée.

Dans cette section, nous étudions la structure de CP sans défaut comme précédemment mais dans un réseau carré qui est composé de 20 rangées de longueur et 20 rangées de large comme illustré sur la figure III.3.



**Figure III. 3 :** Représentation de la structure carrée sans défaut avec :  $a=0.64\mu\text{m}$ ,  $r/a=0.188$ .

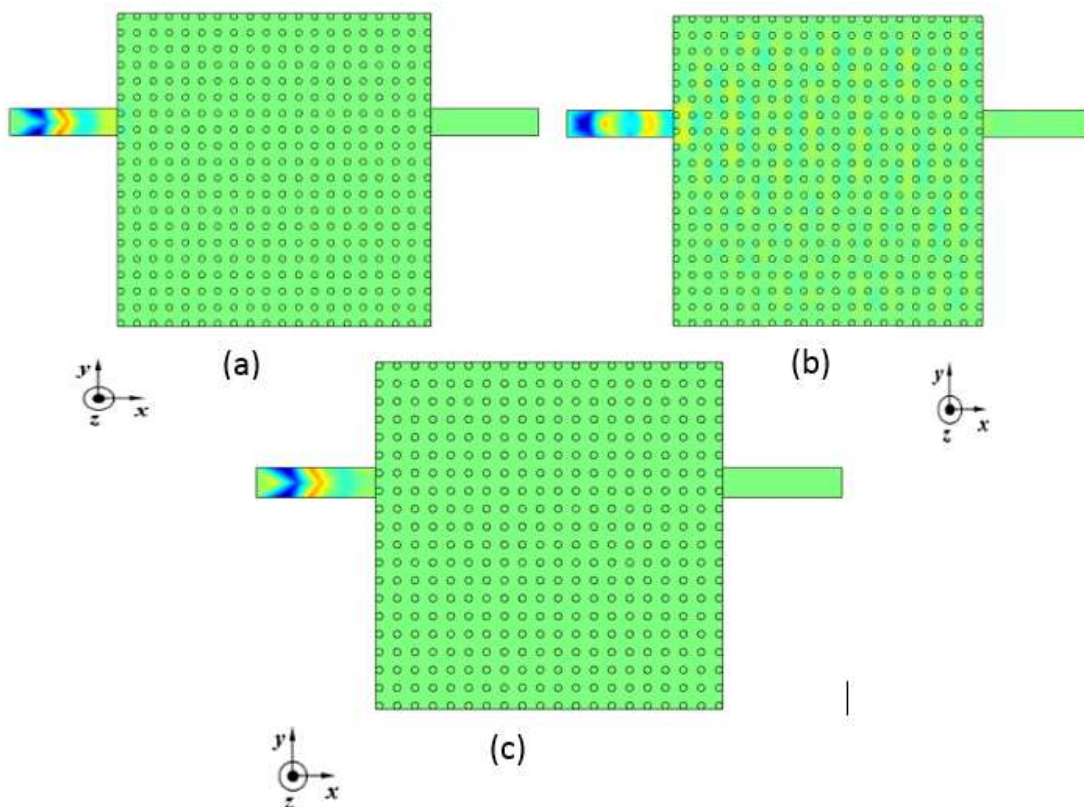
La figure suivante illustre les résultats de la simulation obtenus par le simulateur Comsol Multiphysics des coefficients de transmission et de réflexion.



**Figure III. 4 :** Réponse spectrale de la transmission et de la réflexion.

On remarque que le coefficient de transmission couvrant la bande de longueur d'onde  $[1.2-1.8] \mu\text{m}$  est nul, contrairement au coefficient de réflexion qui est élevé sur le même intervalle de longueur d'onde. Ceci justifie l'absence du phénomène de guidage dans la structure à maille carrée sans défauts à cause de la présence de la bande interdite photonique (BIP) s'étalant entre 1.2 et 1.8  $\mu\text{m}$  pour le mode TE.

Sur la figure III. 5, nous schématisons la répartition du champ électrique  $E_z$  pour différentes longueurs d'ondes.



**Figure III. 5 :** Distribution du champ électrique d'une structure CP carrée sans défaut pour différentes longueurs d'ondes en mode TE: (a) pour  $\lambda=1.553 \mu\text{m}$  , (b) pour  $\lambda= 1.302\mu\text{m}$  et (c) pour  $\lambda= 1.634 \mu\text{m}$ .

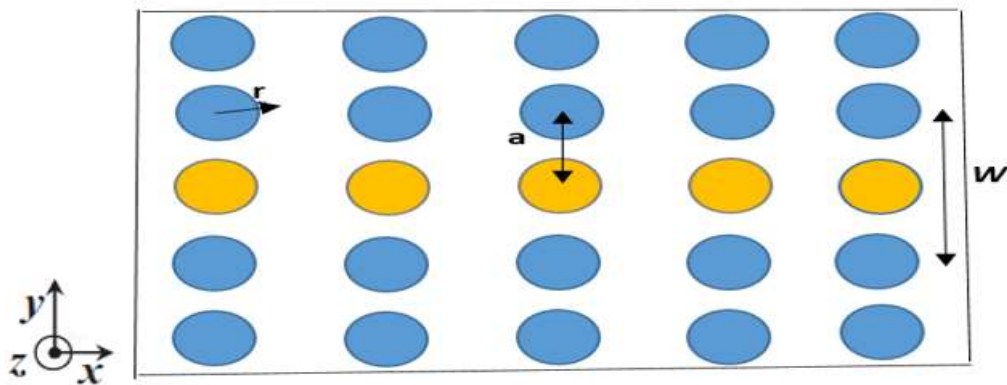
Selon la figure III.5, nous observons l'absence de propagation de l'onde électromagnétique dans la structure à maille carrée aux différentes longueurs d'onde.

### III.2.5 Structure d'un guide mono-rangée

Si on supprime une rangée de trous d'air dans un CP dans la direction  $\Gamma$ -X de la première zone de Brillouin, un phénomène de guidage le long de ce défaut linéaire se produit, on obtient ainsi un guide droit mono-rangée. Ce type de guide sera utilisé ultérieurement pour réaliser d'autres fonctions optiques telle que : filtres sélectifs, portes logiques et commutateurs.



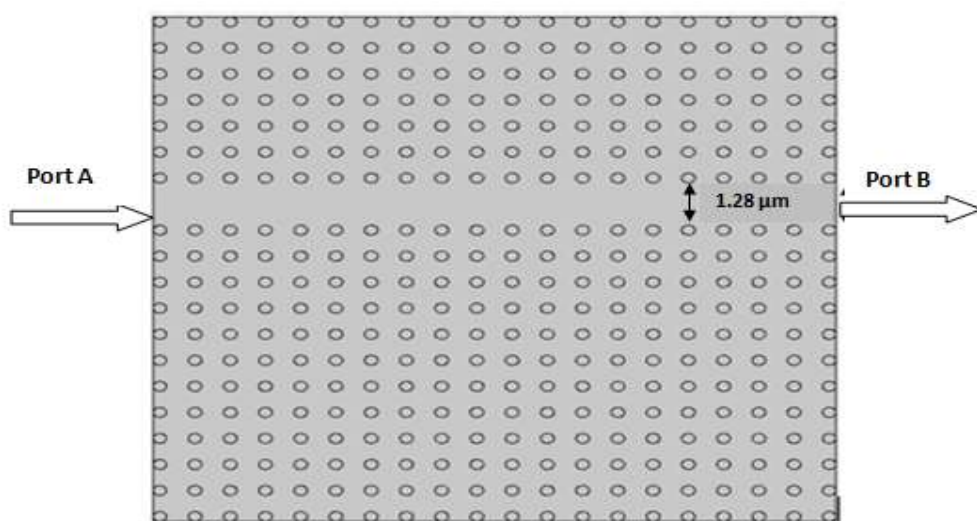
La figure III.6, schématise un guide mono-rangée créé dans un réseau dimensionnel de tiges plongées dans l'air avec suppression d'une rangée entière de trous.



**Figure III.6 :** Schéma d'un guide d'onde défini dans un réseau dimensionnel

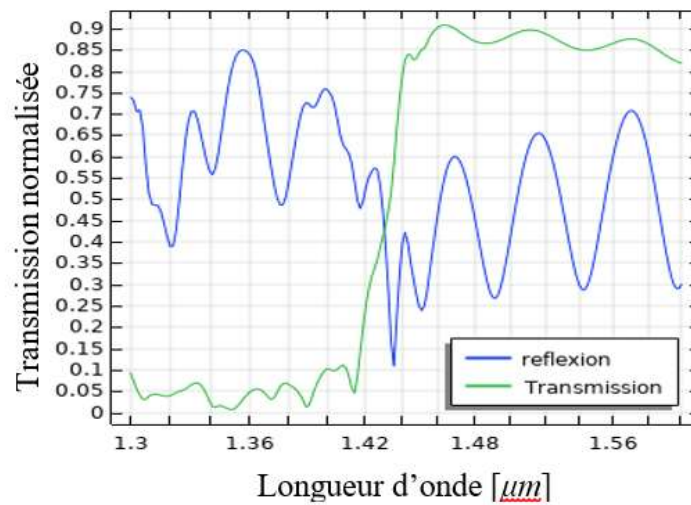
Dans cette figure : « $w$ » : distance entre les centres des trous situés de part et d'autre du guide « $a$ » : période du cristal (distance entre deux trous plus proches voisins).

Pour mettre en évidence le phénomène de guidage dans la structure suivante, nous allons créer un défaut au sein du CP et ceci en supprimant une rangée entière de trous, parallèle à l'axe ( $ox$ ), obtenant ainsi une mono rangée de type (Figure III.7). Les dimensions de cette structure sont maintenues ( $12.4 \times 12.4 \mu\text{m}$ ), la largeur du canal du guide est de valeur  $w = 1.28 \mu\text{m}$  et le rayon du trou  $r = 0.188 \mu\text{m}$ .



**Figure III.7 :** Représentation du guide mono-rangée dans une structure carrée.

Sur la figure III.8, nous illustrons la réponse spectrale en termes de transmission et en réflexion de la structure présentée sur la figure III.7.



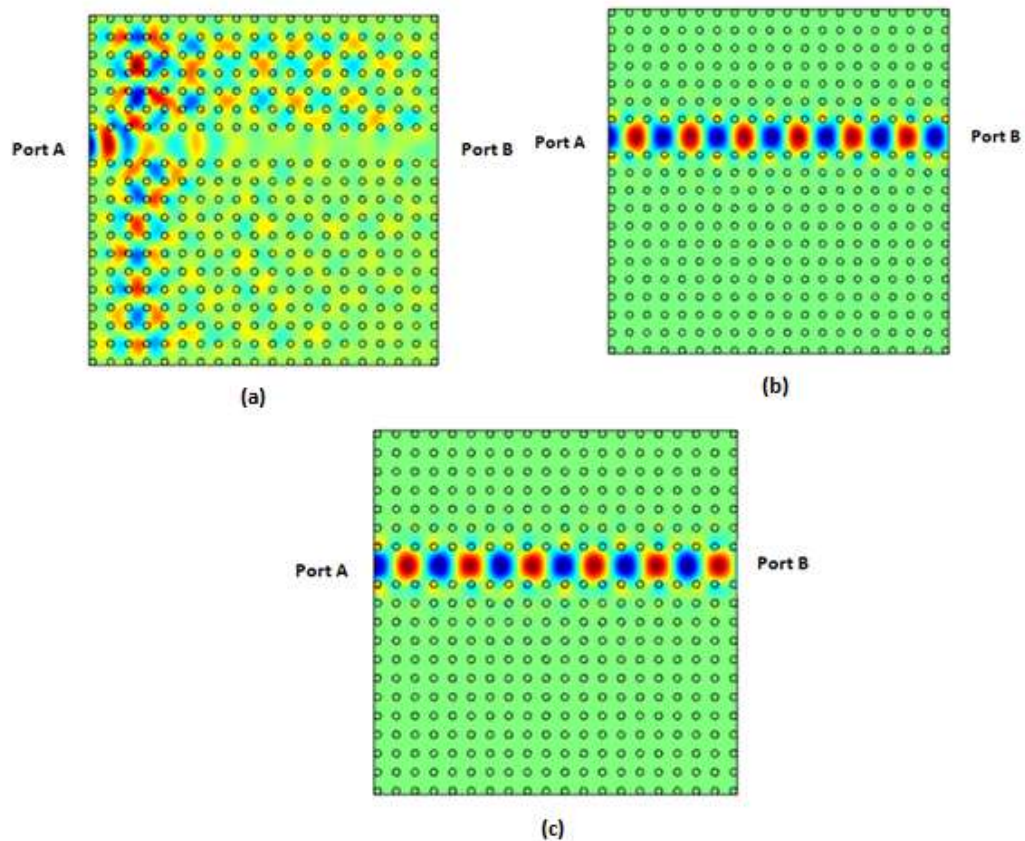
**Figure III.8** : La réponse spectrale en transmission et en réflexion du guide mono-rangée.

Selon la figure III.8, nous constatons que la transmission est quasiment nulle au voisinage de la longueur d'onde  $[1.3, 1.42] \mu\text{m}$ . D'autre part, nous enregistrons un coefficient de transmission de l'ordre de 85 % au voisinage de  $1.553 \mu\text{m}$ . Cette quantité de transmission est certainement explicable par la présence du mode guidé sans pertes qui existe à cette longueur d'onde.

Sur la figure III.9, nous schématisons la distribution du champs électrique  $E_z$  à travers le guide présenté sur la figure III.7 pour différentes longueurs d'onde.

L'allure de la distribution du champ  $E_z$  montre le confinement du champ électromagnétique et l'existence d'un phénomène de guidage de la lumière le long du défaut linéique.





**Figure III. 9:** Répartition du champ électrique  $E_z$  du guide mono-rangée pour différentes longueurs d'ondes en mode TE: (a) pour  $\lambda= 1.302 \mu\text{m}$ , (b) pour  $\lambda= 1.634 \mu\text{m}$  et (c) pour  $\lambda=1.5531 \mu\text{m}$ .

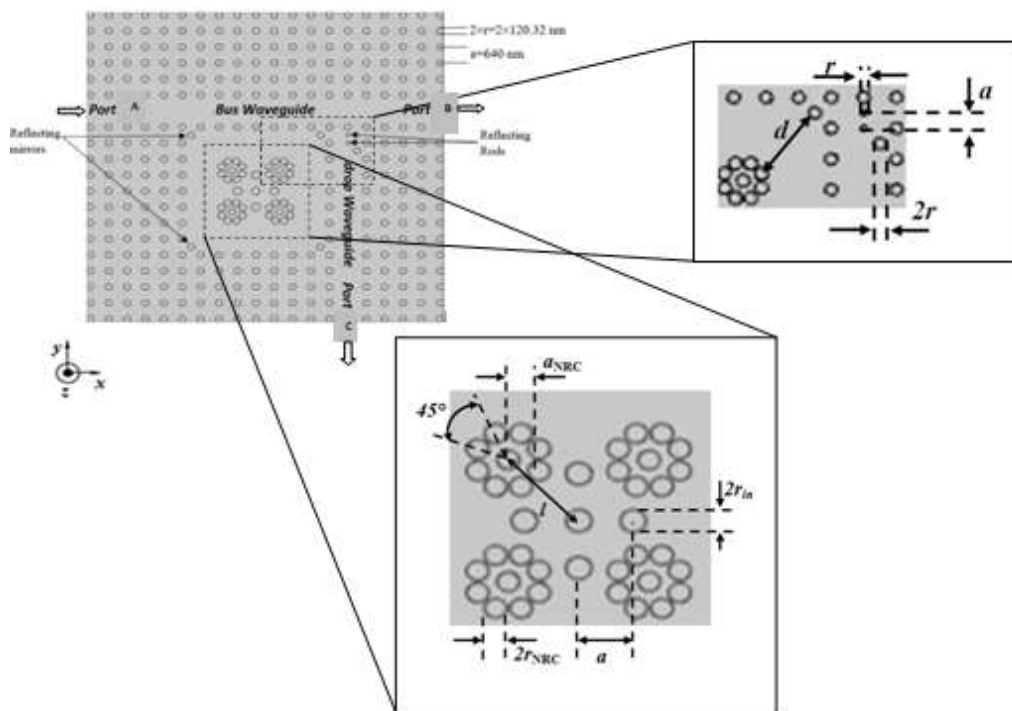
### III.2.6 Résonateur en anneau quasi carré (RAQC) avec nano-cavités annulaires (NCA):

Cette structure est formée d'un résonateur en anneau à cristal photonique de forme carré placé entre deux guides d'ondes perpendiculaire. Le guide d'entrée appelé guide bus est créé en supprimant une rangée complète de 20 tiges diélectriques dans la direction horizontale, tandis que, le guide de sortie appelé guide drop est créé par l'omission de 11 tiges du cristal photonique dans la direction verticale, ce dernier est séparé du guide bus par deux nano tiges et une tige collatérale réfléchissante pour le guidage de la lumière à la fréquence de résonance, le rayon des nano tiges est égal à  $r/2$  c'est-à-dire la moitié de celui du rayon  $r$  du réseau par contre la tige collatérale réfléchissante a le même rayon  $r$ . Le résonateur est obtenue en supprimant un carré (7x7) de 49 de tiges diélectriques pour avoir une forme quasi carrée, on place à l'intérieure de la cavité 41 tiges de différents rayons relatifs ( $r_{\text{NCA}}$  et  $r_{\text{in}}$ ) qui sont placée comme il est indiqué dans la Figure III.10.

Afin d'améliorer l'efficacité d'extraction et la sélectivité spectrale, nous utiliserons la technique étudiée par Kumar et al. [2]. On place dans chaque coin des quatre côtés du résonateur

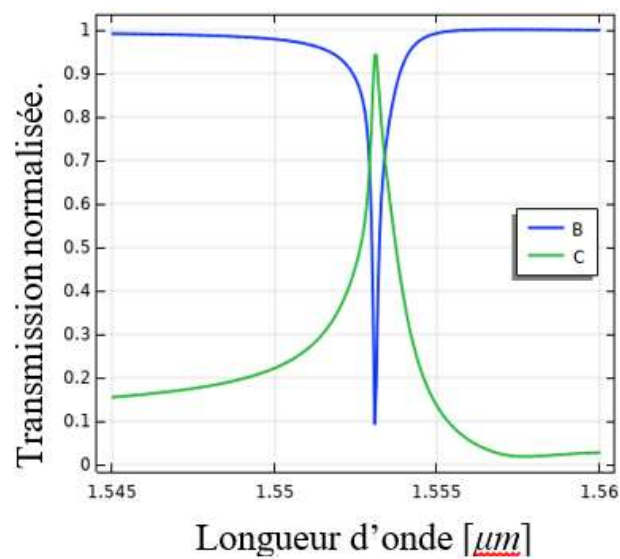
quatre tiges appelées tiges de dispersion, ces tiges ont exactement le même rayon et le même indice de réfraction que toutes les autres tiges de la structure photonique.

L'introduction de ces tiges localisées élimine les modes de contre-propagation dus au coin tranchant du résonateur. Les tiges situées à l'intérieur du PCRR sont appelées tiges intérieures tandis que les tiges de couplage sont celles placées entre le PCRR et les guides d'ondes sont composés de 5 tiges de chaque côté. Le port du signal d'entrée est marqué A, il est situé sur le côté gauche du guide d'onde bus. Alors que le port B sur le côté droit du guide bus est désigné comme terminal de transmission vers l'avant. Le port C du guide d'onde drop est le terminal du guide. En nous inspirant des travaux du groupe Y. Zhang et al. [10] réalisés en 2014, nous avons pu améliorer non seulement l'efficacité d'extraction de notre filtre, mais aussi le facteur de qualité  $Q$  tout en gardant le mode résonant aux alentours de  $1.55 \mu\text{m}$ . Dans leurs travaux, les auteurs ont pu montrer expérimentalement que la réduction du rayon des trous positionnés aux différents coins du PCRR, améliore de manière significative le facteur de qualité de celui-ci. Dans notre cas, c'est l'augmentation du rayon des cinq tiges situées au centre du résonateur, qui va apporter des améliorations aux caractéristiques de notre filtre.



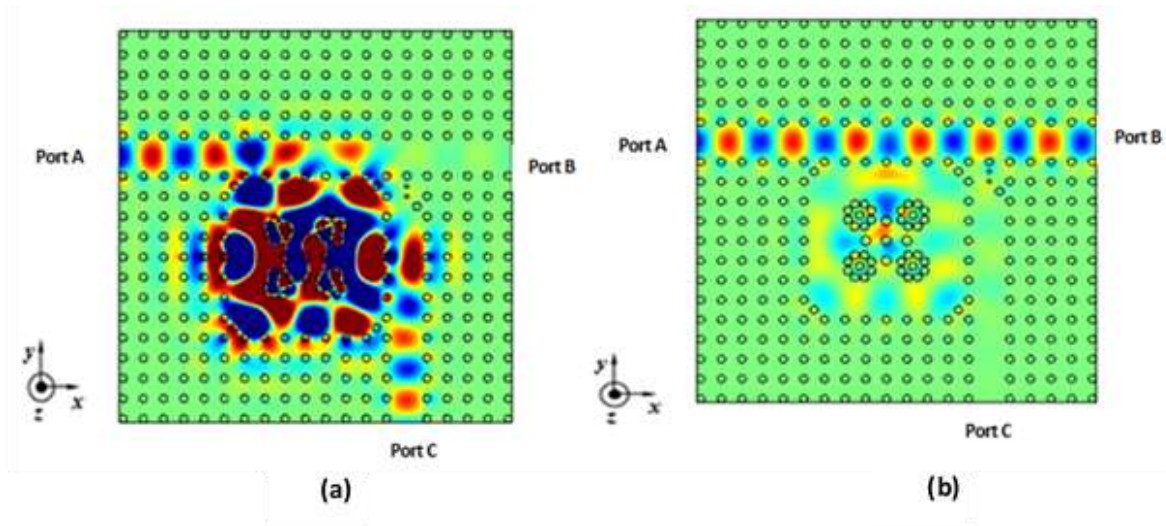
**Figure III.10 :** La conception schématique du RAQC-NCA. Les paramètres sont donnés par :  $a = 640 \text{ nm}$ ,  $r = 120.32 \text{ nm}$ ,  $r_{in} = 151.3 \text{ nm}$ ,  $a_{NRC} = 551.36 \text{ nm}$ ,  $r_{NRC} = 130.34 \text{ nm}$ ,  $d = 1608.36 \text{ nm}$ ,  $l = 1169.61 \text{ nm}$

La figure III.11 montre l'évolution des spectres de transmission associés aux sortie B et C du filtre add-drop. Sur cette figure, nous constatons la création d'un pic résonant à  $\lambda=1.5531\mu m$ , obtenu à la sortie du port C. Ce pic est caractérisé par un taux de transmission de 95%, qui correspond à l'efficacité d'extraction du filtre. Le facteur de qualité défini par  $Q = \lambda_r / \Delta\lambda$  [où  $\lambda_r$  représente la longueur d'onde de résonance et  $\Delta\lambda$  représente la largeur de la bande à mi-hauteur (FWHM)] qui est un paramètre caractéristique d'un filtre d'après la courbe  $Q=1411$ . Ce résultat pourrait être attribué à l'existence des coins tranchants du résonateur qui donnent naissance à des modes de contre-propagation.



**Figure III.11** : spectre de transmission du filtre aux ports B et C.

Afin de prouver la performance de notre filtre en terme de filtrage, la répartition du champ en polarisation TE dans la structure est présentée dans la figure III.12., pour deux longueurs d'onde  $\lambda = 1.553 \mu m$  (à la résonance) et à  $\lambda = 1.556 \mu m$  (hors résonance). A la résonance, la lumière extraite du guide d'onde bus est transmise, par l'intermédiaire du résonateur, vers l'arrière dans le guide d'onde drop. Dans ce cas, la puissance transmise dans le guide bus et vers l'avant dans le guide drop reste presque toujours nulle. Hors résonance, le signal ne se couple pas au résonateur et continue de se propager dans le guide bus (figure III.12.b).

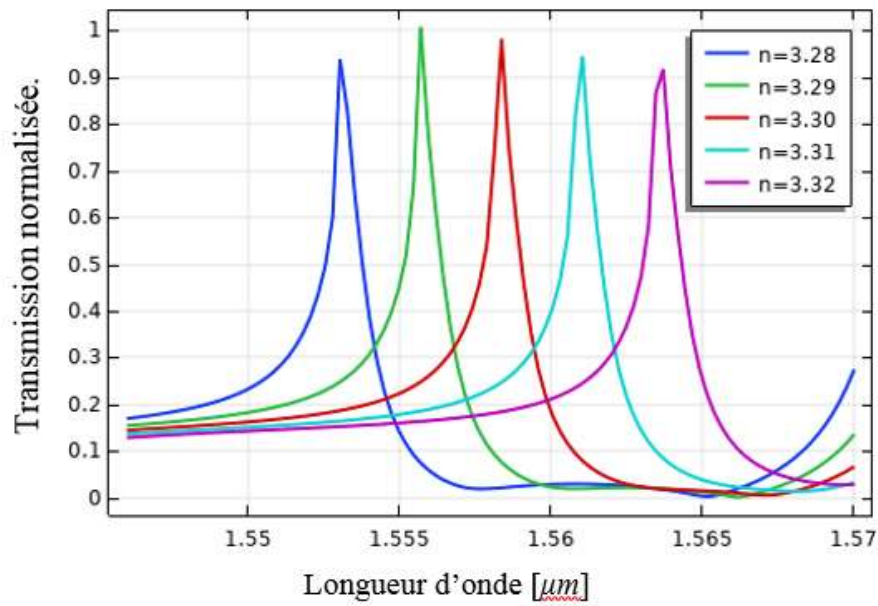


**Figure III.12.** Distribution du champ électrique (a)  $\lambda = 1.553 \mu\text{m}$  (à la résonance). (b)  $\lambda = 1.556 \mu\text{m}$  (hors résonance).

### III.2.7 Paramètres affectant les caractéristiques du filtre

Afin de réussir à avoir une efficacité d'extraction importante et un bon facteur de qualité, plusieurs études ont été réalisées pour accorder la longueur d'onde de résonance dans différentes conceptions de filtre CDF à base de PCRRs [ 11-14]. Dans notre travail, l'accordabilité de la longueur d'onde résonnante du filtre présenté est possible en modifiant différents paramètres tels que l'indice de réfraction, la constante du réseau, et le rayon des tiges de la structure.

Nous débutons notre simulation par une étude paramétrique qui consiste à susciter un changement graduel de l'indice de réfraction des tiges de toute la structure. La figure III.13 montre les spectres de transmission au niveau du port C. Ces réponses spectrales ont été tracées en utilisant la méthode des éléments fini "FEM" sous le logiciel COMSOL Multiphysics pour différents indices de réfraction " $n$ ". Nous remarquons, lorsque l'indice de réfraction des tiges de la structure augmente, la valeur de la longueur d'onde de résonance se déplace vers des hautes valeurs de longueurs d'onde. Ce déplacement de spectre est dû au décalage de la BIP. On note aussi qu'avec la variation de  $n$ , l'efficacité d'extraction et le facteur de qualité sont légèrement modifiés. Le tableau III.1 indique les précisions de ces variations.

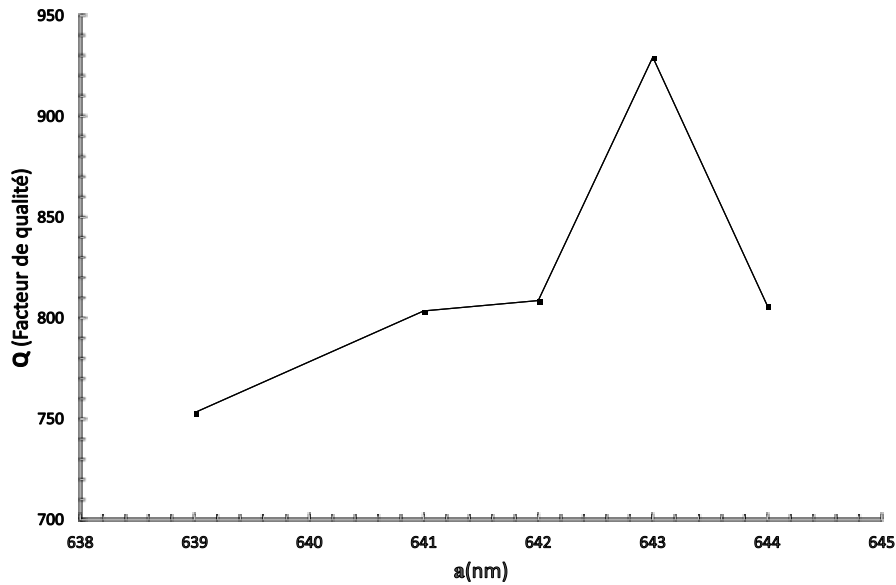


**Figure III.13** : Les spectres de transmission du filtre au port C pour différentes valeurs de  $n$ .

$n$	$\lambda$ (nm)	$Q$	Transmission maximale (%)
3.28	1540.9	751.87	98.17
3.29	1545.3	872.6	98.7
3.30	1550.0	1011	99
3.31	1554.5	1168.6	98.88
3.32	1558.9	1348.3	98.29

**Tableau III. 1.** Spécifications du CDF proposé pour différentes valeurs de  $n$ .

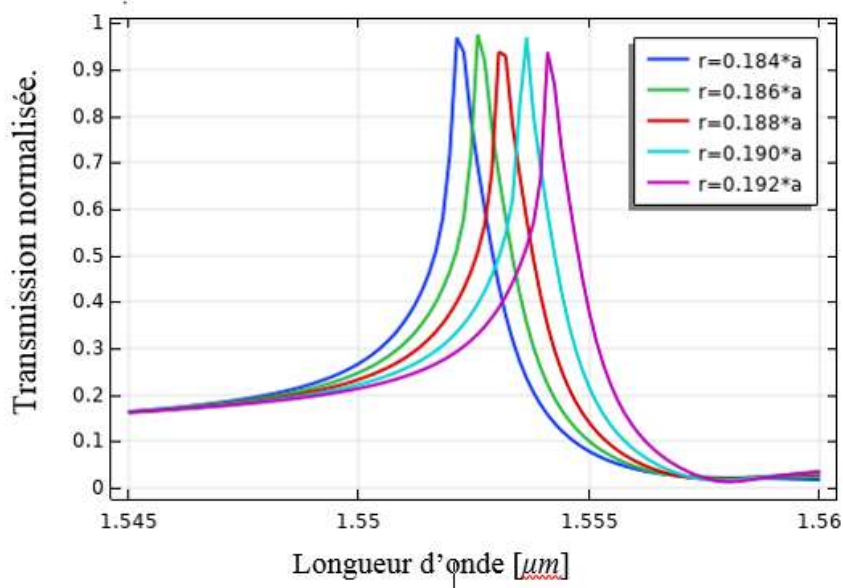
Sur la figure III.14 on reporte la variation du facteur de qualité en fonction de l'indice de réfraction, Nous notons une amélioration significative avec l'augmentation de l'indice de réfraction.



**Figure III.14** : la variation du facteur de qualité en fonction de l'indice de réfraction  $n$ .

Après, nous procédons au changement du rayon " $r$ " de toutes les tiges de la structure pour évaluer le comportement de la longueur d'onde résonnante et du signal transmis vers le port C. Les résultats sont donnés sur la figure III.15. On observe que la longueur d'onde de résonance se décale vers les longueurs d'onde supérieures au fur et à mesure que  $r$  augmente.

Les pics de transmission et le facteur de qualité sont également touchés par cette variation. Le tableau III.2 présente les spécifications de notre filtre en fonction de  $r$ .



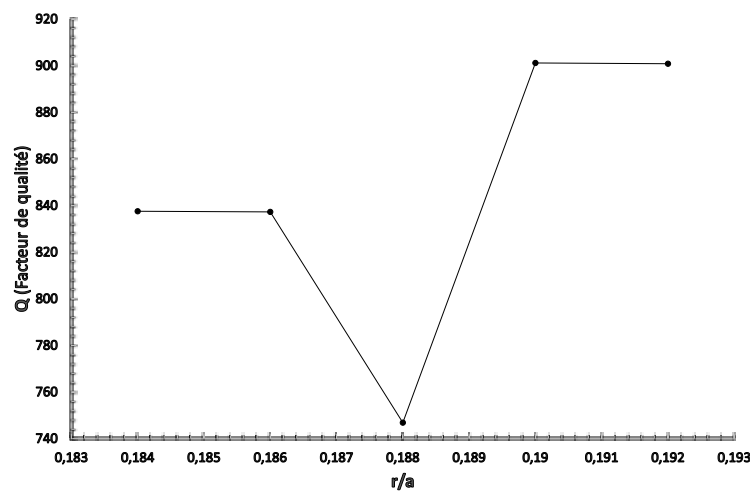


**Figure III.15** : Les spectres de transmission du filtre au port C pour différentes valeurs de  $r$ .

$r$	$\lambda$ (nm)	$Q$	Transmission maximale (%)
$0.184 \times a$	1552.12	837.56	96
$0.186 \times a$	1552.58	837.31	97.5
$0.188 \times a$	1553.10	746.89	94
$0.190 \times a$	1553.65	901.19	97
$0.192 \times a$	1554.10	900.84	93.6

**Tableau III.2** : Spécifications du CDF proposé pour différentes valeurs de  $r$ .

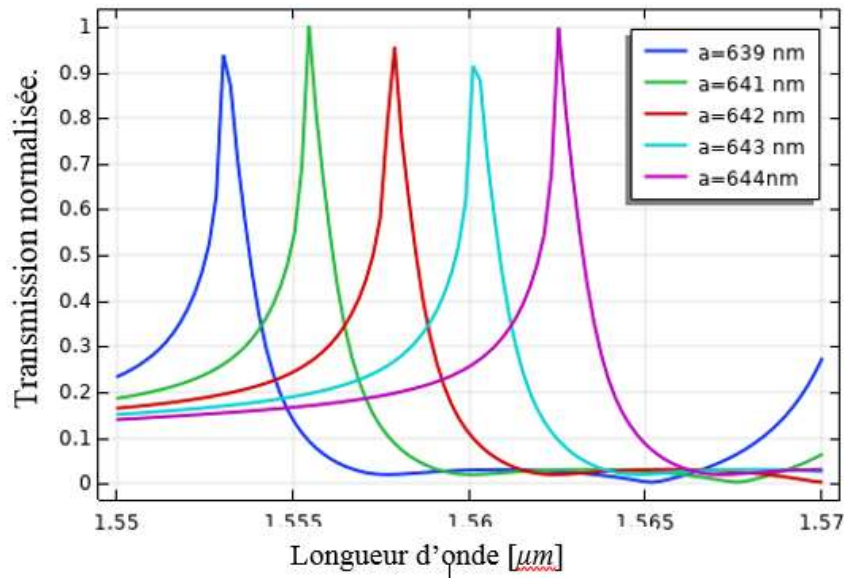
Nous donnons sur la figure III.16, la variation du facteur de qualité en fonction du rayon des tiges, Nous remarquons que la valeur du facteur de qualité est minimale pour le rapport de  $r/a$  égal à 0.188.

**Figure III.16** : La variation du facteur de qualité en fonction de  $r/a$ .

Afin de montrer l'effet de la constante de réseau du cristal " $a$ " sur l'allure du filtre, nous calculons les spectres de sortie au niveau du port C pour différentes valeurs de  $a$ . Selon le résultat de simulation, nous constatons que lorsque la constante du réseau de la structure augmente, un effet similaire peut être obtenu sur la longueur d'onde de résonance et les



caractéristiques du CDF. Le déplacement de la longueur d'onde résonnante vers les hautes valeurs de longueurs d'onde est clairement visible sur la figure III.17. Le tableau III.3 indique les spécifications de ces changements.



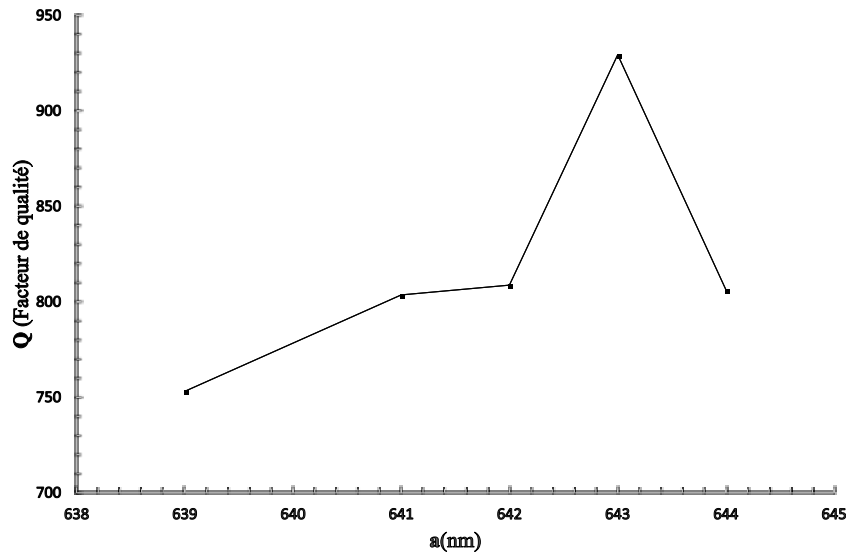
**Figure III.17** : Les spectres de transmission du filtre au niveau du port C pour différentes valeurs de  $a$ .

$a$ (nm)	$\lambda$ (nm)	Q	Efficacité d'extraction (%)
639	1553.4	753.18	94
641	1555.4	803.62	100
642	1557.2	808.79	95
643	1560	929.45	92
644	1562.5	806.38	100

**Tableau III.3** : Spécifications du CDF proposé pour différentes valeur de  $a$

Nous donnons sur la figure III.18, l'effet de la constante de réseau du cristal ( $a$ ) sur le coefficient de qualité, nous observons une amélioration significative avec l'augmentation de de

la constante de réseau du cristal  $a$ , par contre à la valeur  $a$  égale à 644 nm nous remarquons que la courbe décroît pour atteindre une valeur minimale.



**Figure III.18 :** La variation du facteur de qualité en fonction de  $a$ .

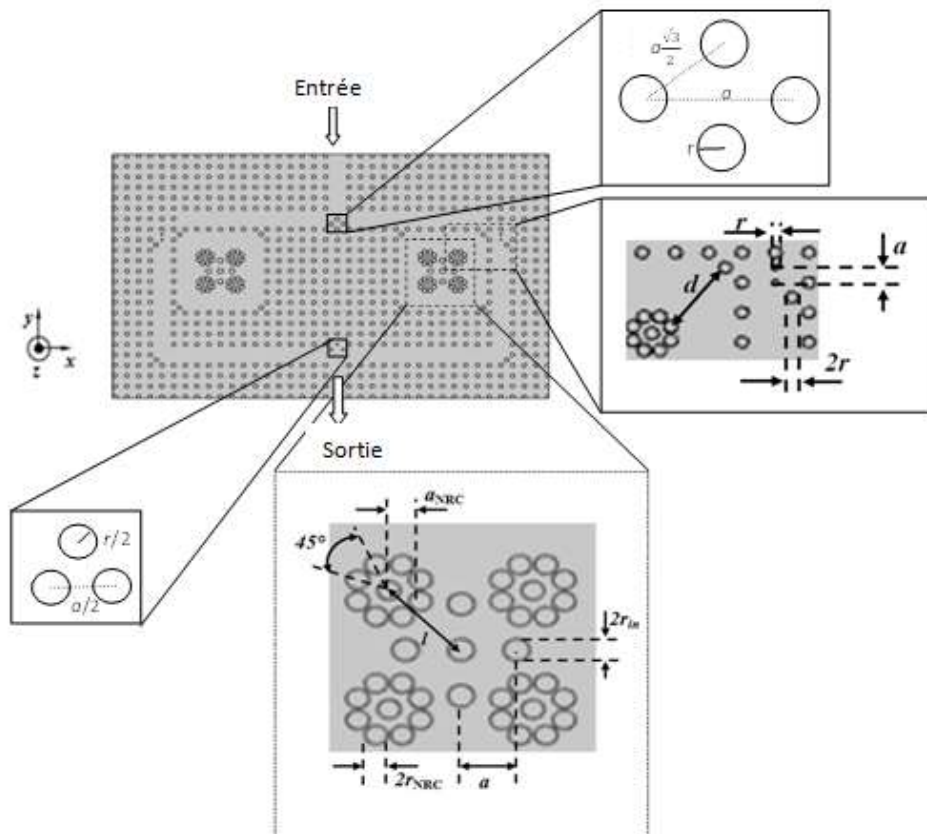
Enfin, en analysant l'effet de différents paramètres sur les caractéristiques et la longueur d'onde de sortie du filtre proposé, nous confirmons la faisabilité d'un CDF accordable utilisant un résonateur en anneau à cristal photonique. Ces résultats encourageants permettent d'envisager l'étude d'un démultiplexeur à base de PCRRs, dont l'élément fondamental est le CDF proposé.

Généralement, l'accordabilité de la longueur d'onde résonante du CDF à base de PCRR peut être effectuée en modifiant les paramètres structuraux tels que l'indice de réfraction, la constante de réseau et le rayon des tiges dans la structure. Parmi ceux-ci, le moyen le plus efficace pour modifier la longueur d'onde résonnante du CDF est de changer l'indice de réfraction du matériau, car il réduit la complexité de la fabrication.

### III.3 APPLICATIONS

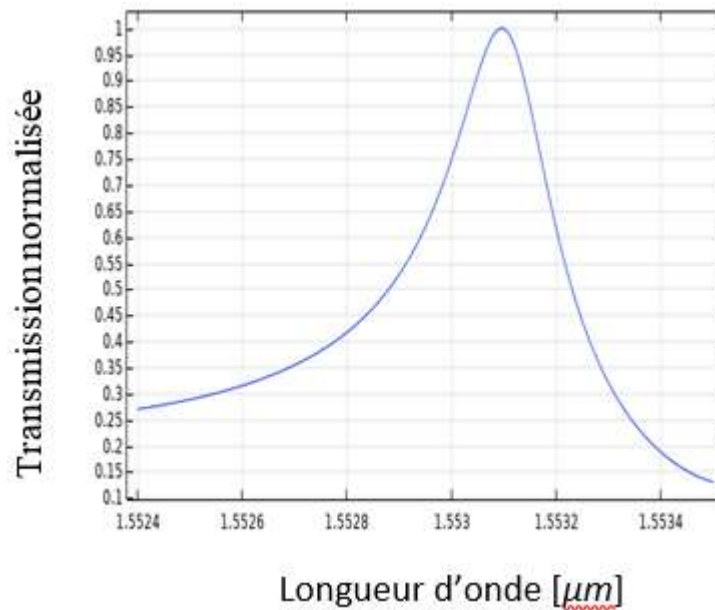
#### III.3.1 Résonateur à double anneau

Les deux résonateurs en anneau unique qui sont étudiés précédemment sont utilisés en combinaison pour composer un résonateur à double anneau illustré par la figure III.19. Afin d'optimiser la transmission, trois tiges de rayon égal à  $r/2$  sont placées dans la jonction du guide d'onde. La structure du cristal photonique bidimensionnel considérée dans cette partie est constituée par un réseau carré de tiges cylindriques diélectriques de GaAs plongées dans l'air. Les tiges ont un indice de réfraction égal à  $n = 3.28$ , et un rayon de  $r = 0.188 \times a$ , ou  $a = 640$  nm étant la constante du réseau de la structure cristalline photonique qui est définie comme la distance entre les centres de deux tiges adjacentes avec une résolution de 41 tiges horizontalement et 25 tiges verticalement. Le PCRR en forme de fleur est proposé et conçu, et ses paramètres essentiels tels que le niveau de transmission, le facteur de qualité, et la longueur d'onde résonnante sont évalués.



**Figure III.19** La conception schématique du filtre ultra sélectif. Les paramètres sont donnés par :  $a = 640$  nm,  $r = 120.32$  nm,  $r_{in} = 151.3$  nm,  $a_{NRC} = 551.36$  nm,  $r_{NRC} = 130.34$  nm,  $d = 1608.36$  nm,  $l = 1169.61$  nm

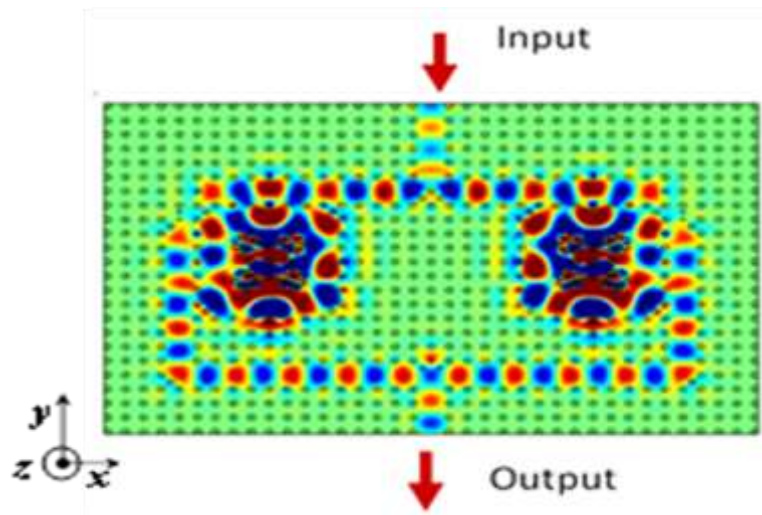
Le spectre de transmission de ce filtre est tracé dans la gamme de longueur d'onde [1.5524-1.5535]  $\mu\text{m}$  sur la figure III.20. L'efficacité de sortie de CDF est d'environ 100%. On observe en résonance que la longueur d'onde opérationnelle est de 1.5531  $\mu\text{m}$ . Le facteur de qualité défini par  $Q = \Delta\lambda/\lambda_r$  (où  $\lambda_r$  représente la longueur d'onde de résonance et  $\Delta\lambda$  représente la FWHM c'est-à-dire la largeur de la bande à mi-hauteur) qui est un paramètre caractéristique d'un filtre. La valeur du facteur de qualité  $Q$  pour la structure proposée est de l'ordre de 5177.



**Figure III.20:** Le spectre de transmission du filtre présenté sur la figure III.19.

La répartition du champ électrique  $E_z$  du filtre à l'intérieur de notre filtre est illustré sur la figure III.21. Cette dernière montre clairement l'acheminement de l'onde électromagnétique de l'entrée vers la sortie du filtre montré sur la figure III.21.

Le tableau III.4 présente une comparaison des caractéristiques du filtre proposé avec celles des CDFs trouvés dans la littérature en terme de la quantité de transmission à la résonance, le facteur de qualité et la forme du résonateur en anneau qui constitue le filtre.



**Figure III.21** Répartition du champ électrique  $E_z$  du filtre.

Références	Transmission	Facteur de qualité	Bandes de fonctionnement	Résonateur En anneau
Mohammadi and Seifouri [15]	100	9017	Autour 1.55 $\mu\text{m}$	circulaire
Ma and Ogusu [16]	95	775	Autour 1.55 $\mu\text{m}$	Diamant
Delphi et al [17]	96	5159	Autour 1.55 $\mu\text{m}$	circulaire
Hsiao and Lee [18]	55	423	Autour 1.55 $\mu\text{m}$	hexagonale
Andalib and Grandpayed [19]	68	153.6	Autour 1.55 $\mu\text{m}$	Double courbure
Gupta and Janyani [20]	100	7794	Autour 1.55 $\mu\text{m}$	Quasi-carré
Radhouene et al [21]	100	5040	Autour 1.55 $\mu\text{m}$	Filtre à défaut de ligne
Talebzadah et al. [22]	93.45	4107.3	Autour 1.55 $\mu\text{m}$	Filtre à défaut de Cavité résonante
Notre travail	100	5177	Autour 1.55 $\mu\text{m}$	Forme de fleur

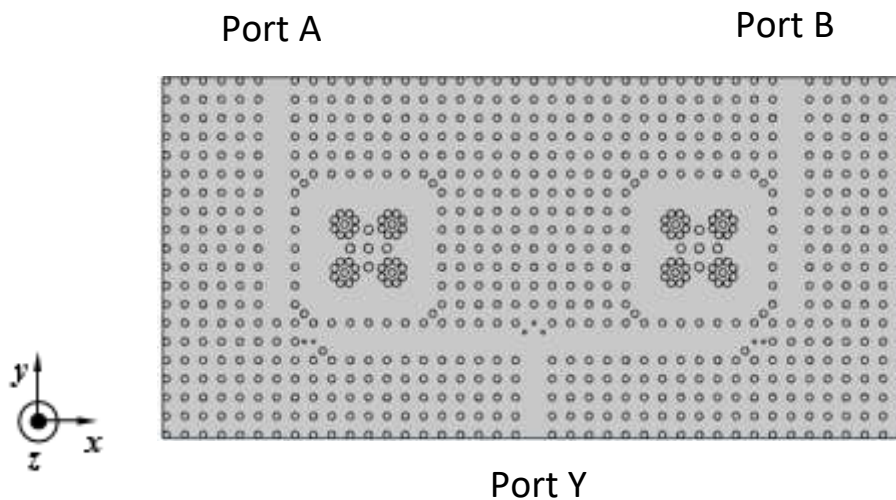
**Tableau II.4** : Comparaison des caractéristiques du CDF proposé avec celles des CDFs trouvés dans la littérature.

En faisant une analyse comparative avec d'autres filtres à extraction à base de résonateurs en anneaux à cristaux photoniques, notre filtre donne de meilleures performances avec ce que l'on

peut découvrir dans la littérature, d'une part, par le fait qu'il accepte un transfert de plus de 99 % de la lumière vers la sortie du filtre avec un facteur de qualité élevé  $Q$  de l'ordre 5177, et d'autre part, par la simplicité de la configuration du PCRR choisie pour la conception du CDF

### III.3.2 Porte OR

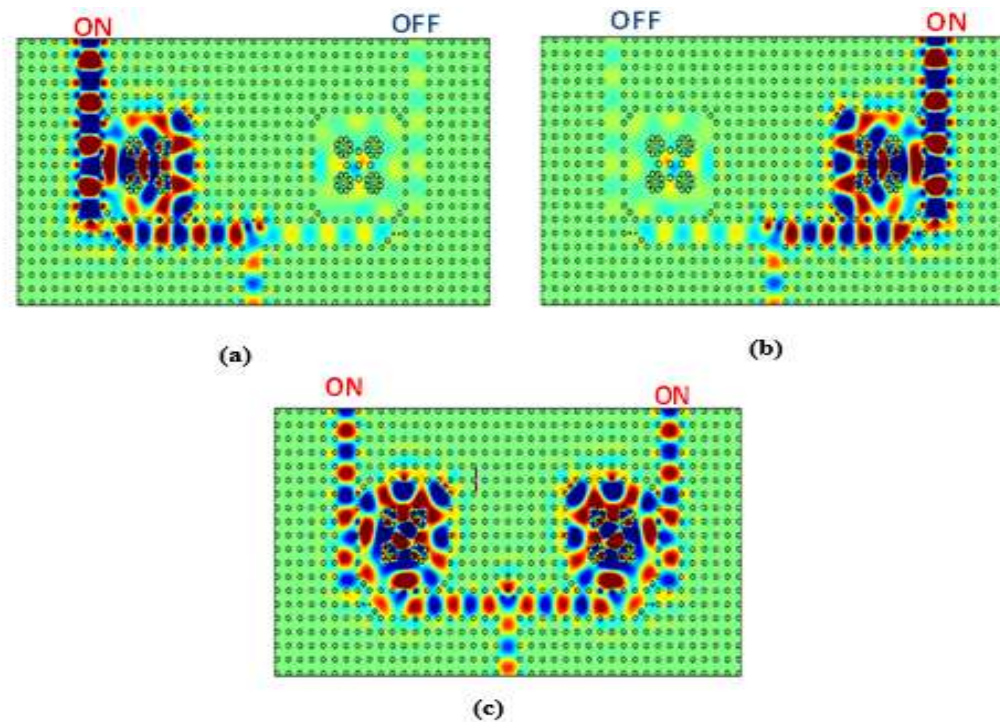
La structure proposée de la porte OR est formée de deux guides d'ondes mono-rangées et de deux résonateurs en anneau avec une résolution de 41 tiges horizontales et 20 tiges verticales. Deux guides d'ondes optiques symétriques AY et BY, sont formé long de la direction  $\Gamma$ -M en enlevant deux rangées de tiges de GaAs en plaçant deux résonateurs d'anneau entre eux. Les paramètres structurels tels que l'indice de réfraction, la constante de réseau et le rayon des tiges dans la structure sont maintenu pour que l'accordabilité de la longueur d'onde résonante du CDF à base de PCRR soit approuvée. Le schéma final de notre structure de porte OR proposée est indiqué dans la figure III.22.



**Figure III.22 :** La conception schématique de la porte OR

L'opération de la porte logique OR est présentée en étudiant la distribution du champ électrique du cristal photonique 2D pour un signal lumineux de longueur d'onde  $1.5531 \mu\text{m}$ , et les résultats trouvés sont montrés dans la figure III.23.





**Figure III.23:** Répartition du champ électrique  $E_z$  pour différents états de la porte OR.  
 (a):(Port A, Port B):(1,0); (b):(Port A, Port B):(0,1); (c):(Port A, Port B):(1,1).

Tout d'abord un signal lumineux est injecté dans le port d'entrée A. la lumière du signal est transmis au guide d'onde optique AY à travers du résonateur en anneau comme indiqué dans la figure III.23(a). Cela correspond à l'opération logique « 1 V 0 donne 1 ».

Une situation identique se produit, lorsque le signal est inséré au port B seulement, et nous obtenons à la sortie 1 comme figurer à la figure III.23(b).Cela correspond à l'opération logique « 0 V 1 donne 1 ».

Si deux faisceaux sont injectés simultanément dans les ports d'entrée A et B, le signal la lumière peut être transmis par des guides d'ondes optiques AY et BY, comme le montre la figure III.23(c). Ainsi, une OR porte logique peut être atteint très facilement.

Dans le cas de la porte OR, les signaux d'entrée sont combinés et appliqués au port d'entrée A et la sortie est tirée du port de sortie Y. Lorsque les deux signaux sont nuls, la sortie est nulle et si l'une des entrées est élevée, la sortie est également élevée. Pour valider cette théorie, la prévision de la distribution régulière de champ électrique d'état est simulée en utilisant la méthode de FEM sous le logiciel COMSOL.



Le tableau III.5 montre le tableau de vérité de la porte OR.

A	B	Y
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	1

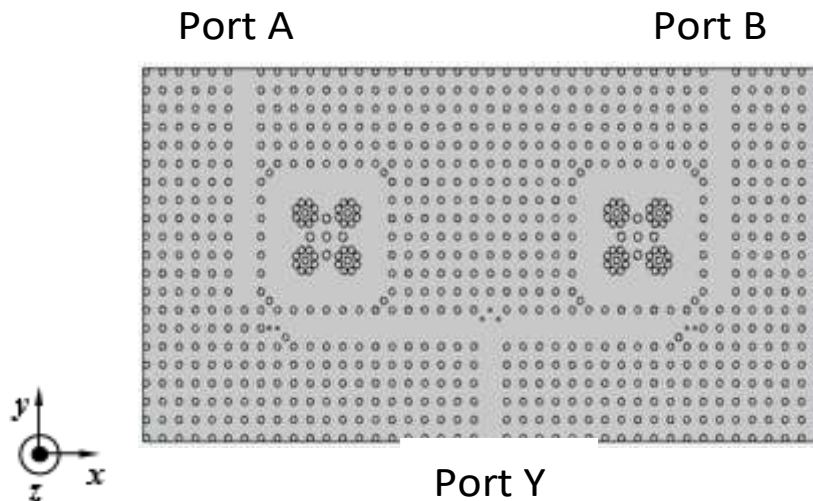
**Tableau III.5 :** Tableau de vérité de de la porte OR.

Les entrées sont des signaux de modulation d'amplitude avec la longueur d'onde porteuse de  $1.5531 \mu\text{m}$ . Il faut noter que tout au long de ce document, nous supposons que les signaux d'entrée ont les mêmes fréquences et phases. La faisabilité de ces hypothèses pour la création de portes logiques optiques a été prouvée par Li et coll. et Fu et coll. [23-28].

### III.3.3 Porte XOR

Pour étudier la fonction de porte logique XOR, la même structure de la porte OR est utilisée en ajoutant une colonne de tiges après le premier résonateur en anneau.

La structure proposée de la porte XOR est formée de deux guides d'ondes et de deux résonateurs en anneau avec une résolution de 42 tiges horizontales et 24 tiges verticales. Les paramètres structurels tels que l'indice de réfraction, la constante de réseau et le rayon des tiges dans la structure sont maintenu pour que la convenabilité de la longueur d'onde résonante du CDF à base de PCRR soit acquise. La structure de porte OR proposée est schématisée par la Figure III.24.

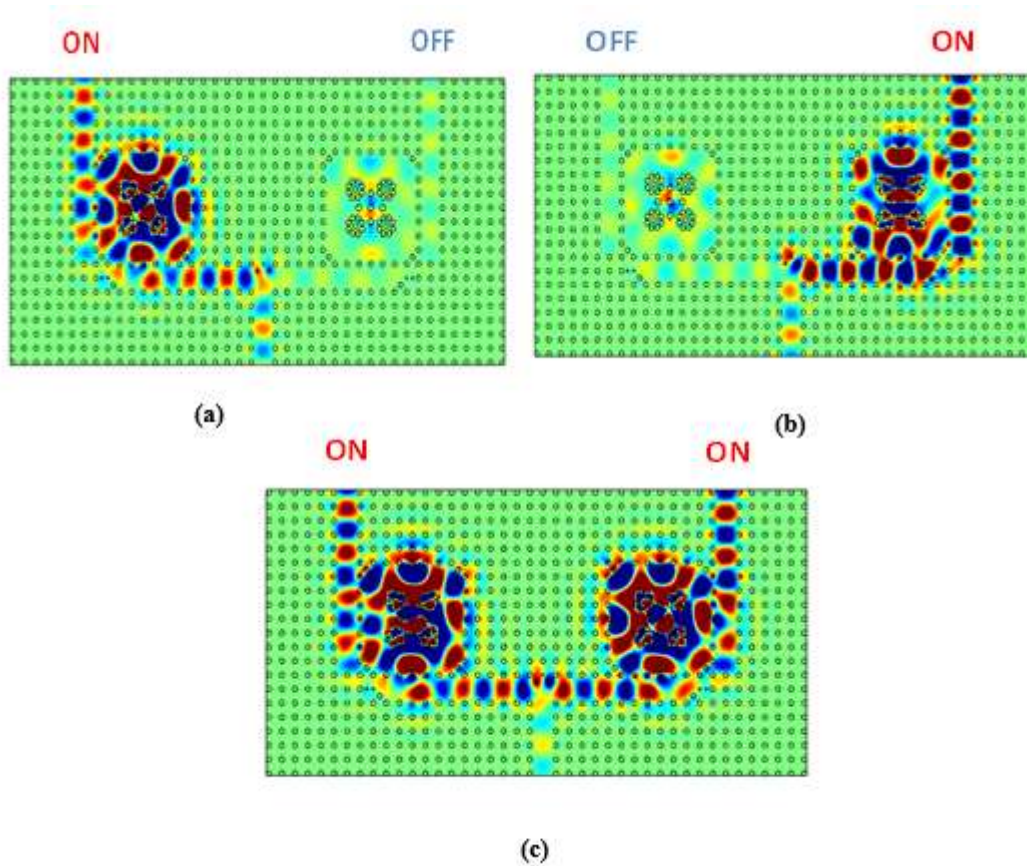


**Figure III.24** La conception schématique de la porte XOR

Le fonctionnement de la porte logique XOR est présenté en étudiant la distribution du champ électrique  $E_z$  pour une longueur d'onde particulière qui vaut  $1,5531 \mu\text{m}$ .

Tout d'abord, nous insérons un signal lumineux dans seulement le port A du guide d'onde d'entrée. Une grande partie de ce signal se rend au port Y par le guide d'onde du résonateur d'anneau. Ceci est identifié comme le phénomène logique «  $1 \oplus 0$  donne 1 », et il est montré dans la figure III.25(a).

Une situation similaire se produit, lorsque le signal est un incident au port B seulement, et nous obtenons un signal à la sortie Y, cela correspond à l'opération logique «  $0 \oplus 1$  donne 1 », comme le montre la figure III.25(b).



**Figure III.25 :** Répartition du champ électrique  $E_z$  pour différents états de la porte XOR. (a) : (Port A, Port B) : (1,0) ; (b) : (Port A, Port B) : (0,1) ; (c) : (Port A, Port B) : (1,1).

Lorsque les signaux donnés simultanément aux ports d'entrée A et B, cela satisfait à l'opération logique «  $1 \oplus 1$  donne 0 » comme il est présenté à la figure III.25.(c).

Les deux signaux d'entrée sont identiques (« 0 », « 0 » ou « 1 », « 1 »), la sortie de la porte XOR est de zéro « 0 », et quand ils sont différents (« 0 », « 1 » ou « 1 », « 0 »), la sortie est un « 1 ».

A	B	Y
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

**Tableau III.6 :** Tableau de vérité de de la porte XOR.

### III.4 Commutateur tout-optique conçu en cristaux photoniques non- linéaires

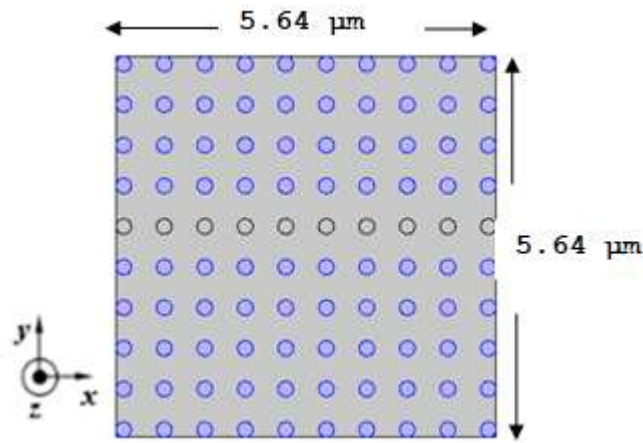
De nombreuses structures à base de CPs linéaires et non linéaires ont été développées et rapportées dans la littérature [29–37]. Ici, toute commutation optique est réalisée dans un cristal photonique non linéaire en utilisant l'effet Kerr. L'effet Kerr est généralement défini comme suit :  $n(I) = n + \xi \times I$  où  $n$  est l'indice de réfraction linéaire, et  $\xi$  est la susceptibilité du matériau, de sorte que l'indice de réfraction d'un matériau diélectrique dépend de l'application de l'intensité optique. Premièrement, pour comprendre la simulation d'un tel dispositif, nous allons simuler le comportement d'un simple commutateur tout-optique à base d'un CP-2D déconnecté à maille carrée. On va simuler et analyser les performances du commutateur proposé en se basant sur la méthode FEM en utilisant le simulateur Comsol et cela pour le cas linéaire et non-linéaire à effet Kerr.

#### III.4.1 Etude de l'effet de l'intensité : cas d'un guide d'onde

Nous cherchons à concevoir un commutateur tout-optique en cristaux photoniques bidimensionnels exploitant un effet non-linéaire, qui fonctionne dans la bande des longueurs d'ondes du proche infra-rouge. Ce dispositif doit présenter une puissance minimale possible à la commutation et être le plus compacte possible avec une facilité d'intégration aux circuits optiques intégrés existants.

##### III.4.1.1 Structure cristalline 2D sans défaut

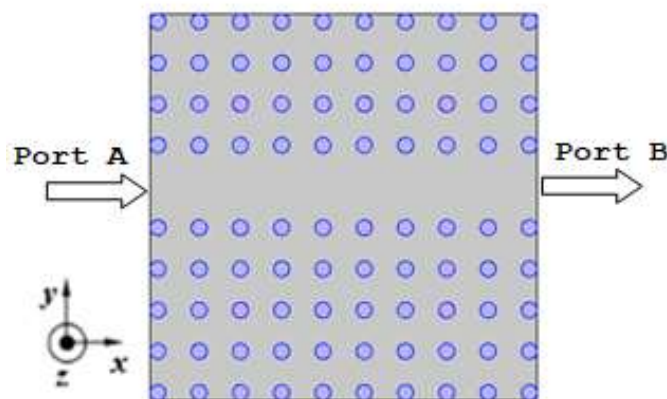
Pour comprendre le phénomène de la commutation au sein de notre dispositif, nous allons simuler une structure déconnectée à maille carrée de piliers en GaAs de section circulaire. Comme il est illustré sur la figure III. 26, cette structure fait 10 rangées de long et 10 rangées de large, de période  $a = 0.6 \mu\text{m}$  ( $a$  : la distance entre le centre de deux motifs adjacents),  $r/a$  est le rayon normalisé des tiges égale à 0.2. La simulation a été effectuée dans la gamme de longueur d'onde comprise entre  $[1.2-1.8] \mu\text{m}$ . L'indice de réfraction du matériau utilisé vaut  $n=3.28$ . Rappelons que cette structure a été excitée à l'entrée en polarisation TE.



**Figure III.26:** Structure cristalline 2D sans défaut.

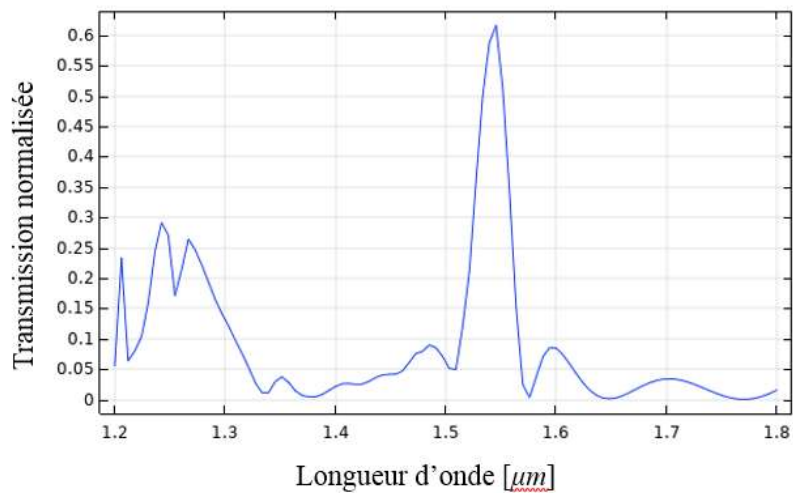
### III.4.1.2 Conception du guide mono-rangée

Dans cette section de ce paragraphe, nous étudions le cas d'un guide d'onde obtenu en enlevant une rangée de piliers de GaAs comme il est illustré sur la figure ci-dessous, tout en gardant les mêmes paramètres géométriques et physiques utilisés dans la conception de la structure sans défaut.



**Figure III.27 :** Schéma du guide mono-rangée proposé à base CPs-2D de tiges  
Présentant un effet non-linéaire en GaAs.

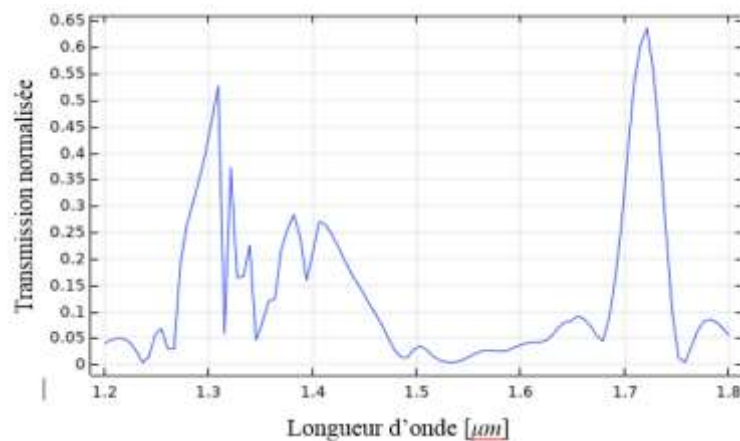
Une impulsion gaussienne a été utilisée pour exciter le composant par le biais du port A en polarisation TE, le port B a pour fonction de collecter l'onde transmise et la propagation d'onde électromagnétique est simulée en employant la méthode FEM sous le logiciel COMSOL. La figure III.28 illustre le spectre de transmission du guide mono-rangée excitée pour le cas linéaire sous l'excitation du faisceau signal à faible intensité  $I=0.5KW/\mu m^2$ .



**Figure III.28 :** Spectre de transmission du guide mono-rangée excité par une faible intensité  $I=0.5KW/\mu m^2$

Dans le cas d'une excitation à faible intensité, et comme il est illustré sur la figure III.22 plus de 60% de l'onde est transmise à travers le guide à  $\lambda=1.55 \mu m$ . Pour les matériaux qui possèdent une non-linéarité à effet Kerr, l'indice de réfraction change linéairement sous une intensité élevée comme suit :  $n(I) = n + \zeta \times I$  où  $n$  est l'indice de réfraction linéaire, et  $\zeta$  est la susceptibilité non-linéaire du matériau. La commutation tout-optique en général est réalisée au moyen du décalage de la BIP, induit par l'intensité du champ élevée.

La figure III.29 illustre la réponse spectrale en terme de transmission du guide mono-rangée excité par une forte intensité  $I=1KW/\mu m^2$

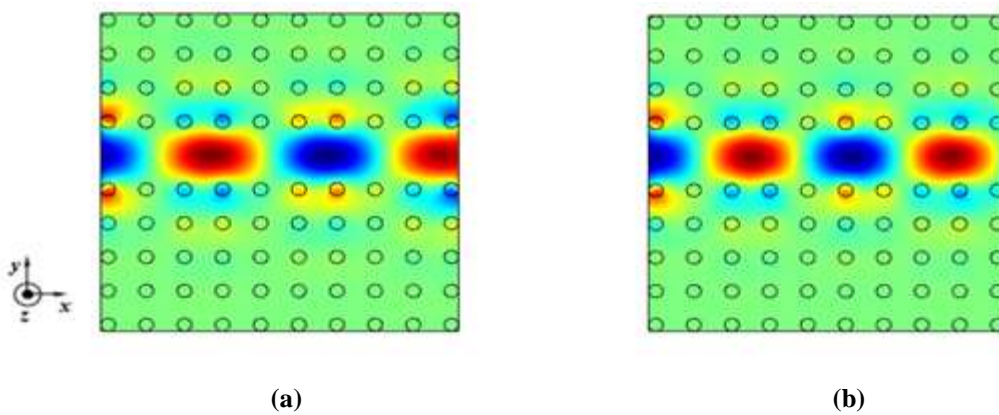


**Figure III.29 :** Spectre de transmission du guide mono-rangée excité par une forte intensité  $I = 1 KW/\mu m^2$ .



Comme il est illustré sur la figure III.29, dans le cas d'une excitation de forte intensité lumineuse l'indice de réfraction non-linéaire du milieu change due à l'effet Kerr. Ceci mène à la variation de l'indice de réfraction efficace des tiges en GaAs et le décalage du pic de transmission vers les hautes longueurs d'onde à  $\lambda=1.72\mu m$ . Le signal émis se situe dans la BIP et l'onde ne peut se propager dans le CP puisque à  $\lambda=1.55\mu m$  la transmission est nulle d'après la figure III.29. Nous avons démontré l'influence de l'intensité injectée dans un guide mono-rangée à base d'un CP-2D déconnecté en exploitant le processus du décalage de la transmission.

Afin de présenter l'effet de l'intensité injectée à l'entrée du guide d'onde, nous allons schématiser la cartographie du champ électrique  $E_z$  pour faible et forte intensité  $I = 0.5KW/\mu m^2$ ,  $I = 1kW/\mu m^2$ .



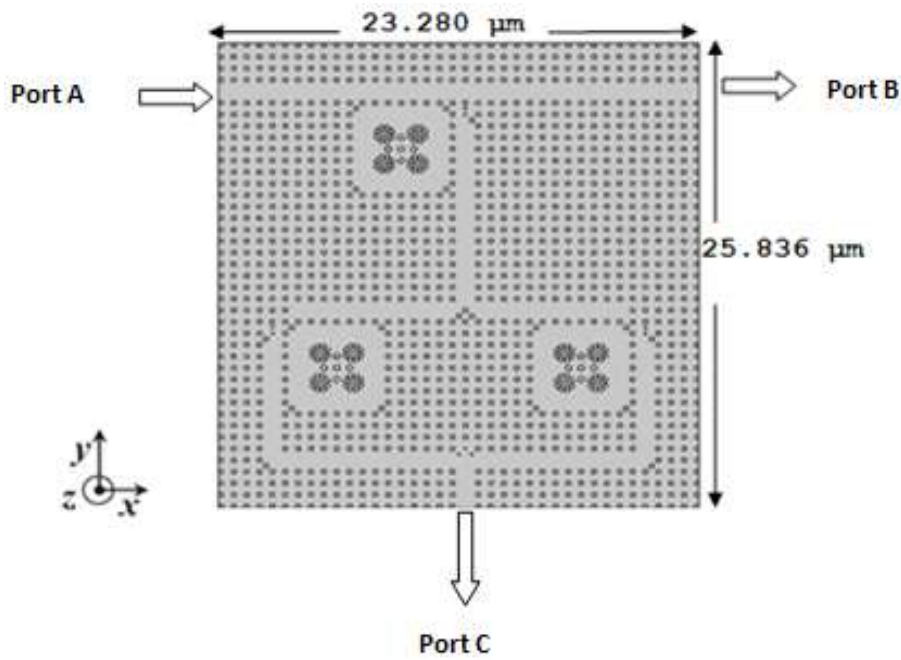
**Figure III.30** : cartographie du champ  $E_z$  pour : (a)  $I = 0.5KW/\mu m^2$ , (b) :  $I = 1KW/\mu m^2$ .

### III.4.2 Description du commutateur tout-optique proposé à base d'un résonateur en anneau

#### III.4.2.1 Etude dans le domaine linéaire

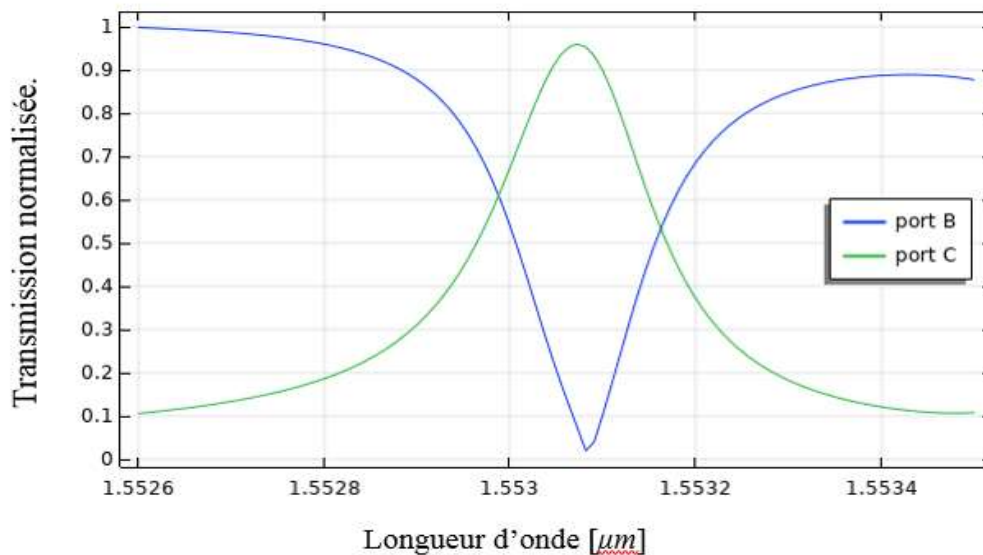
Afin d'avoir une bonne sélectivité de filtre et également une commutation rapide dans le domaine de non-linéarité, nous augmentons le nombre de résonateurs en anneau. La structure proposée est formée de trois guides d'ondes et trois résonateurs en anneaux, avec une résolution de 38 tiges horizontalement et 41 tiges verticalement en associant le filtre add-drop et le filtre ultra-sélectif déjà étudiés. La structure étudiée est schématisée sur la figure III.31. Le matériau utilisé est un semi-conducteur de type GaAs « *Arsenic de Gallium* » implémenté sous le simulateur COMSOL dont le modèle mathématique est proposé par Skauli et al en 2003 [7].





**Figure III.31:** Schéma du commutateur tout optique proposé.

En utilisant le simulateur COMSOL Multiphysics basé sur la méthode des éléments finis (FEM), nous avons simulé la structure de la figure III.31 et nous avons présenté la transmission dans le port B et C dans la gamme de longueur d'onde [1.5526-1.5535]  $\mu\text{m}$ .



**Figure III.32 :** Spectre de transmission du commutateur présenté dans la figure III.26

D'après le spectre de transmission illustré sur la figure III.32, la transmission atteint 95% à la résonance. En absence de la non linéarité, lorsque le commutateur est

excité au port A, la longueur d'onde soustraite sort par le port C suite à l'effet de résonance du résonateur en anneau. On observe que la résonance se passe à la longueur d'onde de  $1,5531 \mu\text{m}$ .

Dans une cavité optique, la lumière peut être stockée pendant une certaine période et dans un petit volume, et le champ piégé peut atteindre des niveaux d'intensité très élevés. En particulier, les cavités à CPs, présentant des facteurs de qualité  $Q$  élevés et un confinement étroit de la lumière en très petits volumes, elles présentent un environnement idéal pour améliorer les interactions lumière-matière. Une procédure courante pour estimer le facteur de qualité  $Q$  d'une cavité, est de mesurer la transmission ou le spectre de réflectivité et extraire comme étant le rapport entre la fréquence de résonance et la largeur à mi-hauteur de la résonance de la cavité. La valeur du facteur de qualité  $Q$  pour la structure proposée est de 7765.

### III.4.2.2 Etude dans le domaine linéaire

Dans ce qui suit, nous allons introduire l'effet de la non-linéarité de type Kerr en remplaçant l'indice de réfraction des tiges GaAs par une nouvelle formule telle que:  $n(I) = n + \xi \times I$ . La susceptibilité des tiges non linéaires est  $\xi = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{W}$ .

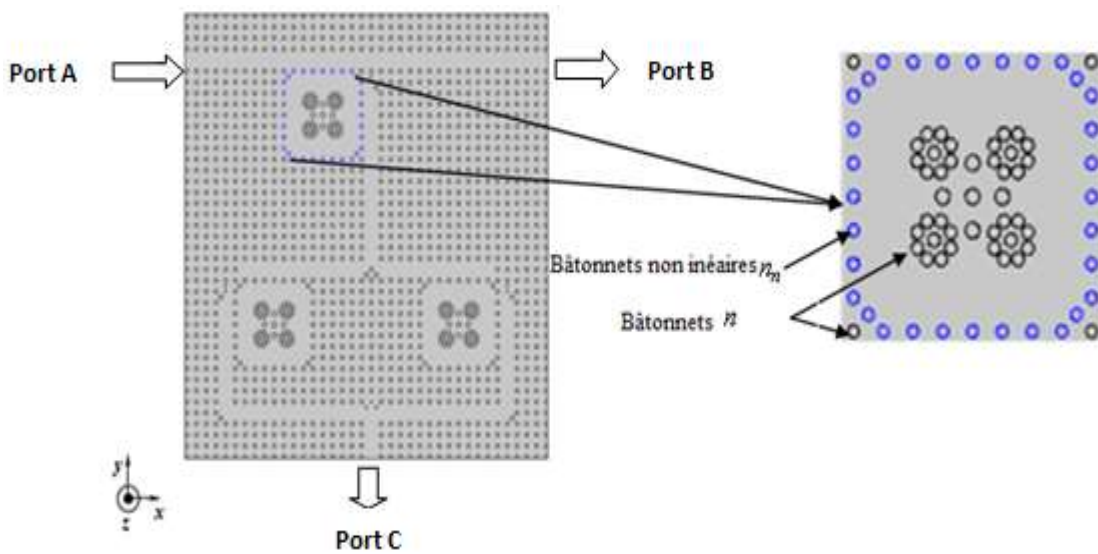
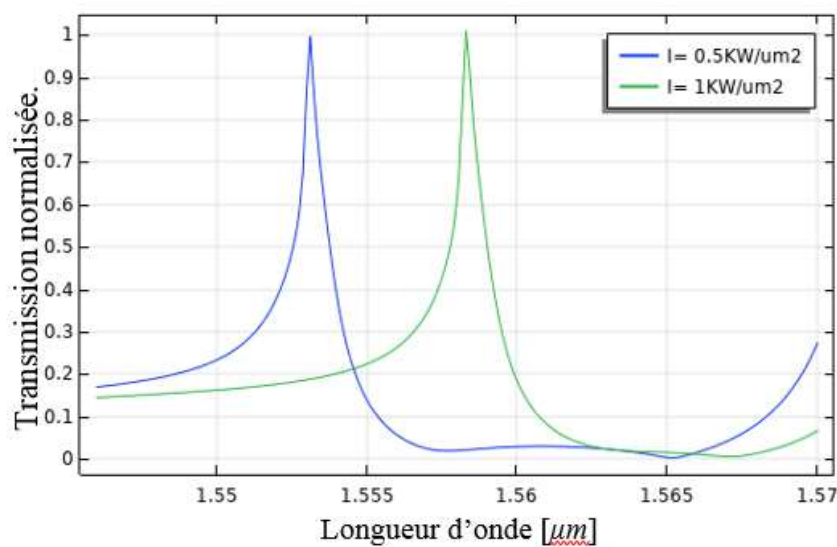


Figure III.33 : Schéma du commutateur tout-optique proposé.

La figure III.34 donne la réponse spectrale en transmission du commutateur tout-optique illustré dans la figure III.27, et excité par deux intensités lumineuses différentes  $I = 0.5 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$  et  $I = 1 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$ . La commutation dans les CPs-2D à base des résonateurs en

anneau exploite le changement de l'indice de réfraction sous l'excitation d'un champ électrique  $E_z$  intense, ce qui est connu par l'effet Kerr.

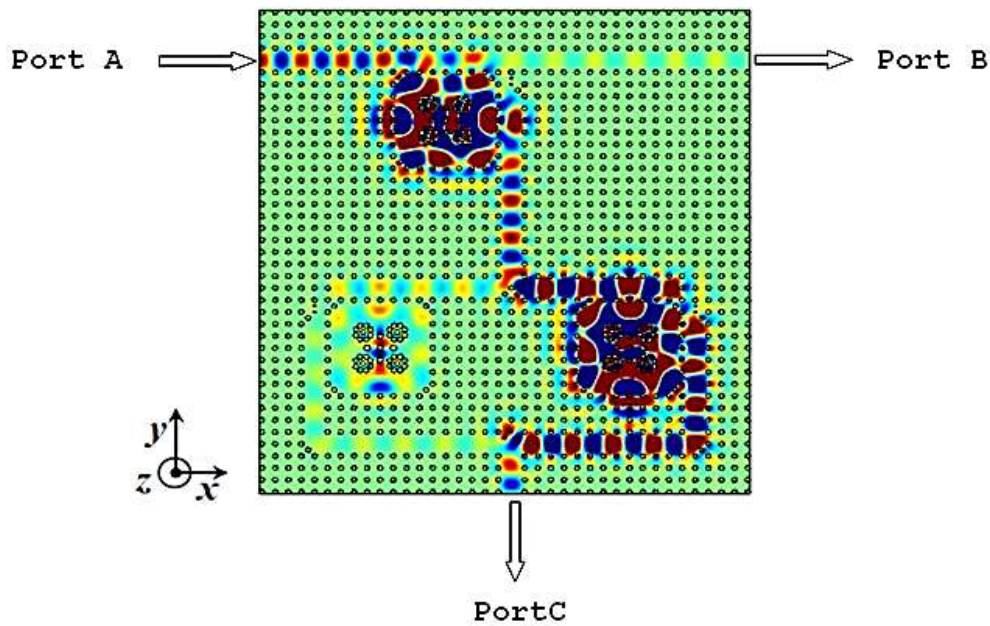


**Figure III.34:** Spectre de transmission du commutateur tout-optique excité par deux intensités différentes  $I = 0.5\text{KW}/\mu\text{m}^2$  et  $I = 1\text{kW}/\mu\text{m}^2$ .

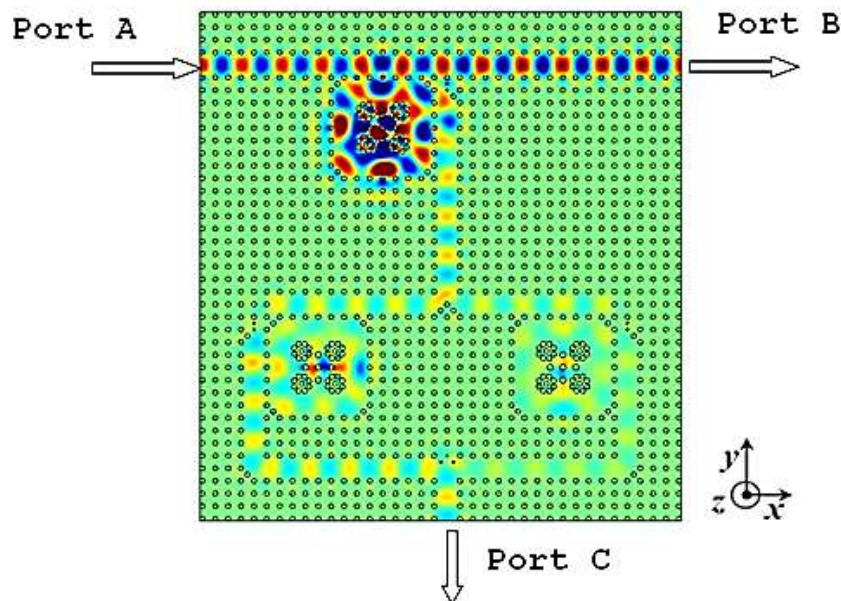
D'après la figure III.34, on remarque que le pic de transmission est pointé à la longueur d'onde de  $1.5531 \mu\text{m}$  pour une intensité injectée de l'ordre de  $0.5\text{KW}/\mu\text{m}^2$ . Dans ce cas-là, le champ électrique sort du port C. Une fois nous appliquons une double intensité de l'ordre de  $I = 1\text{kW}/\mu\text{m}^2$ , nous observons un décalage du pic de transmission vers la longueur d'onde  $1.558\mu\text{m}$ . cela signifie qu'à la longueur d'onde  $1.5531 \mu\text{m}$ , il n'y aura pas de transmission dans le port C.

Le comportement de la distribution du champ électrique est illustré sur la figure III.30. Si nous appliquons un signal de puissance inférieure au seuil de commutation  $I = 0.5\text{KW}/\mu\text{m}^2$ , le signal résonne avec le résonateur en anneau et sort du port C

Lorsque la lumière à haute intensité «I» pénètre dans l'anneau, égale à  $1 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$ , l'indice de réfraction des tiges est changé suite à l'effet Kerr, et par conséquent, il a tendance à changer la longueur d'onde de résonance de l'anneau. Par conséquent, la lumière d'entrée ne passera pas dans le port C car la résonance a changé et décalée vers la longueur d'onde  $1.558 \mu\text{m}$



**Figure III. 35** Distribution du champ électrique  $E_z$  du commutateur tout-optique avec  $I=0.5\text{KW}/\mu\text{m}^2$



**Figure III. 36:** Distribution du champ électrique  $E_z$  du commutateur tout-optique avec  $1\text{ kW}/\mu\text{m}^2$

La cartographie du champ électrique  $E_z$  illustré par la figure III.36 montre clairement la commutation optique, ou l'on observe que le champ  $E_z$  sort par le port B au lieu de port C.

### III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé de nouvelles structures de filtres à extraction à base de cristaux photoniques qui s'appuient sur le couplage entre les résonateurs en

anneaux et les guides d'onde. Les propriétés de ces filtres ont été étudiées par simulations en utilisant le Simulateur COMSOL MULTIPHYSICS basé sur la méthode des éléments finis à deux dimensions.

Tout d'abord un filtre channel-drop à résonateur en anneau quasi carré opérationnel dans la bande des longueurs d'ondes du proche infra-rouge a été conçu et simulé. Ensuite, le but visé était de concevoir des portes logiques en se basant sur le savoir-faire de l'optimisation du filtre étudié, nous l'avons exploité comme élément fondamental pour la conception des portes OR et XOR.

Dans un dernier temps, nous avons utilisé la même technique que celle utilisée en remplaçant les piliers autour du noyau de l'anneau par des tiges non linéaires, nous avons exposé les résultats de simulation d'un simple commutateur non linéaire de type kerr tout-optique en exploitant le processus du décalage de la BIP, dans une structure bidimensionnelle à effet Kerr. Enfin, on peut conclure que le résonateur en anneau quasi-carré (RAQC) avec nano-cavités annulaires (NCA) introduit dans cette étude peut très bien être utilisé comme composant de base et potentiel dans la conception des circuits intégrés photoniques



## REFERENCES

- [1] Kim, S. H., H. Y. Ryu, H. G. Park, G. H. Kim, Y. S. Choi, and Y. H. Lee, “Two-dimensional photonic crystal hexagonal waveguide ring laser,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 81, 2499–2501, 2002.
- [2] Dinesh Kumar, V., T. Srinivas, and A. Selvarajan, “Investigation of ring resonators in photonic crystal circuits,” *Photon. Nanostruct.*, Vol. 2, 199–206, 2004.
- [3] Zexuan.Qiang, W. Zhou, and R. A. Soref, “Optical add-drop filters based on photonic crystal ring resonators,” *Opt. Express*, Vol. 15, 1823–1831, 2007.
- [4] Robinson, S. and R. Nakkeeran, “Investigation on two dimensional photonic crystal resonant cavity based band pass filter,” *Optik*, Vol. 123, 451–457, 2012.
- [5] Alipour-Banaei, H., F. Mehdizadeh, M. Hassangholizadeh-Kashtiban, “T-shaped channel drop filter based on photonic crystal ring resonator,” *Optik*, Vol. 125, 4718–4721, 2014.
- [6] Alipour-Banaei, H., F. Mehdizadeh, and S. Serajmohammadi, “A novel 4-channel demultiplexer based on photonic crystal ring resonators,” *Optik*, 2013, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2013.04.117>.
- [7] Skauli, T., P. S. Kuo, K. L. Vodopyanov, T. J. Pinguet, O. Levi, L. A. Eyres, J. S. Harris, M. M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn, and E. Lallier, “Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics,” *Journal of Applied Physics*, Vol. 94, No. 10, 6447–6455, 2003.
- [8] Banaeia, H., S. Seraj mohammadib, and F. Mehdizadehc, “Alloptical NOR and NAND gate based on nonlinear photonic crystal ring resonators,” *Optik*, Vol. 125, 5701–5704, 2014.
- [9] Moungar, A., H. Badaoui, and M. Abri, “16-channels wavelength efficient demultiplexing around 1.31/1.55  $\mu\text{m}$  in 2D photonic crystal slab,” *Optik*, 2019, <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2019.04.032>.
- [10] Y. Zhang, C. Zeng, D. Li, G. Gao, Z. Huang, J. Yu, J. Xia, “High-quality-factor photonic crystal ring resonator,” *Optics Letters*, vol. 39, pp. 1282–1285, 2014.
- [11]. Mahmoud, M. Y., G. Bassou, A. Taalbi, and Z. M. Chekroun, “Optical channel drop filter based on photonic crystal ring resonators,” *Optics Communications*, Vol. 285, 368–372, 2012.
- [12]. Birjandi, M. A. M. and M. R. Rakhshani, “A new design of tunable four-port wavelength demultiplexer by photonic crystal ring resonators,” *Optik*, 2013, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2013.04.128>.
- [14] Grande, M., et al., “Optical filter with very large stopband ( $\approx 300$  nm) based on a photonic-crystal vertical-directional coupler,” *Opt. Lett.*, Vol. 34, 3292–3294, 2009.
- [15] Mohammadi, M. and M. Seifouri, “A new proposal for a high-performance 4-channel demultiplexer based on 2D photonic crystal using three cascaded ring resonators for applications in advanced optical systems,” *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 51, 350, 2019, <https://doi.org/10.1007/s11082-019-2061-z>.

- [16] Ma, Z. and K. Ogusu, “Channel drop filters using photonic crystal Fabry-Perot resonators,” *Optics Communications*, Vol. 284, No. 5, 1192–1196, March 2011.
- [17] Delphi, G., S. Olyaei, M. Seifouri, and A. Mohebzadeh-Bahabady, “Design of an add filter and a 2-channel optical demultiplexer with high-quality factor based on nano-ring resonator,” *Journal of Computational Electronics*, No. 4, 2019.
- [18] Hsiao, F. L. and C. Lee, “A nano-ring resonator based on 2-D hexagonal-lattice photonic crystals,” *Proceedings of the International Conference on Optical MEMs and Nanophotonics*, 107–108, Clearwater, FL, 2009.
- [19] Andalib, P. and N. Granpayeh, “Optical add/drop filter based on dual curved photonic crystal resonator,” *Proceedings of the International Conference on Optical MEMs and Nanophotonics*, 170–171, Freiburg, 2008.
- [20] Gupta, N. D. and V. Janyani, “Dense wavelength division Demultiplexing using photonic crystal waveguides based on cavity resonance,” *Optik*, Vol. 125, 5833–5836, 2014.
- [21] Radhouene, M., M. Najjar, M. Chhipa, S. Robinson, and B. Suthar, “Performance optimization of six channels WDM demultiplexer based on photonic crystal structure,” *Journal of Ovonic Research*.” Vol. 13, No. 5, 291–297, 2017.
- [22] Talebzadeh, R., M. Soroosh, and T. Daghooghi, “A 4-channel demultiplexer based on 2D photonic crystal using line defect resonant cavity,” *IETE Journal of Research*, Vol. 62, No. 6, 866–872, 2016.
- [23] J. Wang, J. Sun, Q. Sun, D. Wang, X. Zhang, D. Huang, M. Fejer, PPLN-based flexible optical logic AND gate, *IEEE Photonics Technol. Lett.* 20 (2008) 211–213.
- [24] J. Wang, J. Sun, Q. Sun, Single-PPLN-based simultaneous half-adder, half-subtractor, and OR logic gate: proposal and simulation, *Opt. Express* 15 (2007) 1690–1699.
- [25] Y.L. Zhang, Y. Zhang, B.J. Li, Optical switches and logic gates based on self-collimated beams in two-dimensional photonic crystals, *Opt. Express* 15 (2007) 9287.
- [26] D.E. Tranca, R. Tomescu, P. Schiopu, Design and simulation of infrared optical logic gates based on Si photonic crystal waveguides for high density photonic integrated circuits, *Proc. SPIE* 8411 (2012) 84110Q.Q3.
- [27] H. Ren, C. Jiang, W. Hu, M. Gao, J. Wang, Photonic crystal channel drop filter with a wavelength-selective reflection micro-cavity, *Opt. Express* 14 (2006) 2446–2458.
- [28] Y. Fu, X. Hu, Q. Gong, Silicon photonic crystal all-optical logic gates, *Phys. Lett. A* 377 (2013) 329–333.
- [29] Saidani, N., W. Belhadj, and F. Abdel Malek, “Novel all-optical logic gates based photonic crystal waveguide using self imaging phenomena,” *Optical Quantum Electron.*, Vol. 47, 1829–1846, 2015.
- [30] Isfahani, B. M., T. Ahamdi Tameh, N. Granpayeh, and A. M. Javan, “All optical NOR gate based on nonlinear photonic crystal microring resonators,” *Optical Society of America*, Vol. 26, 1097–1102, May 2009.



- [31] Cuesta-Soto, F., et al., “All-optical switching structure based on a photonic crystal directional coupler,” *Opt. Express*, Vol. 12, 161–167, 2004.
- [32] Rahmati, A. T. and N. Granpayeh, “Kerr nonlinear switch based on ultra-compact photonic crystal directional coupler,” *Optik*, Vol. 122, No. 6, 2011.
- [33] Shirdel, M. and M. A. Mansouri-Birjandi, “Photonic crystal all-optical switch based on a nonlinear cavity,” *Optik*, Vol. 127, No. 8, 3955–3958, 2016.
- [34] Geraili, M. R., et al., “A proposal for an all optical full adder using nonlinear photonic crystal ring resonators,” *Optik*, Vol. 199, Article 163359, 2019.
- [35] Meng, Z.-M., et al., “Theoretical investigation of integratable photonic crystal nanobeam all-optical switching with ultrafast response and ultralow switching energy,” *2020 J. Phys. Appl.* Vol.53, 205105, 2020.
- [36] Dong, G., Y. Wang, and X. Zhang, “High-contrast and low-power all-optical switch using Fano resonance based on a silicon nanobeam cavity,” *Optics Letters*, Vol. 43, No. 24, 5977–5980, 2018.
- [37] Ooka, Y., et al., “Ultrasmall in-plane photonic crystal demultiplexers fabricated with photolithography,” *Opt. Express*, Vol. 25, No. 2, 1521–1528, 2017.

## Conclusion générale

Les cristaux photoniques (CPs) sont des candidats prometteurs pour la réalisation de tous les composants optiques adaptés à la mise en œuvre des circuits intégrés optiques pour les futurs systèmes de communications optiques et de traitement des signaux. Par conséquent, on peut résoudre le problème des conversions optique-électrique (O/E) et électrique-optique (E/O), qui se traduit par une réduction du débit de données.

Tout d'abord, nous nous sommes focalisés sur l'étude des filtres à extraction (Channel-drop filters 'CDFs') basés sur le couplage entre les guides d'onde et les résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (PCRRs). Nous avons proposé un filtre à résonateur en anneau quasi carré (RAQC) avec nano-cavités annulaires (NCA) simulé dans la gamme de la longueur d'onde proche infrarouge avec succès à l'aide de logiciel COMSOL Multiphysics. Les filtres sont conçus sur un réseau carré à base de CPs-2D constitués par des tiges GaAs plongés dans l'air. La réponse spectrale a été démontrée, une efficacité de transmission de 99% avec un facteur de qualité de 5177. Nous avons ensuite analysé l'effet de différents paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques de ces filtres. La faisabilité de CDFs accordables utilisant des PCRRs s'est avérée possible, ce qui est certainement très avantageux pour de nombreuses applications dans les réseaux de communication optique.

Nous avons présenté les propriétés non-linéaires des cristaux photoniques et leur utilisation à la conception des dispositifs tout optiques. Donc l'effet Kerr non-linéaire donne une possibilité de contrôler le comportement optique d'une telle structure photonique non-linéaire par le biais de l'intensité d'entrée. Notre but était la conception des portes logiques tout optiques non-linéaire qui jouent un rôle crucial dans tous les réseaux de traitement des signaux optiques et de communication optique.

Au troisième chapitre, une démonstration détaillée des étapes de conception par simulation d'un commutateur tout-optique a été présentée. Dans un premier temps, nous avons modélisé le comportement des filtres Channel-drop basés sur l'assemblage entre des résonateurs en anneaux et des guides d'ondes. Nous avons présenté la transmission des ondes électromagnétiques et la distribution du champ électromagnétique à travers les structures pour différentes valeurs de fréquences où la longueur d'onde de résonance du PCRR désirée est  $\lambda$  égale à 1.5531  $\mu\text{m}$ .

Nous avons conçu des portes logiques OR et XOR tout optique à base de résonateurs en anneaux et afin d'avoir une grande sélectivité de filtrage et aussi d'avoir une commutation rapide dans le domaine de la non-linéarité, nous avons augmenté le nombre de résonateurs en anneaux, et ces derniers ont été utilisés pour la conception des portes logiques tout optique.

Les résultats prometteurs ouvrent la voie vers la conception d'autres composants optiques logiques tels que : les additionneurs, les soustracteurs, les décodeurs ...etc.

# Annexe

## Présentation du logiciel COMSOL Multiphysics

COMSOL Multiphysics est un logiciel de simulation qui inclut plusieurs domaines de la modélisation, les ingénieurs et les scientifiques l'utilisent pour simuler des conceptions, des appareils et des processus dans toutes les disciplines de l'ingénierie, de la fabrication et de la recherche scientifique. Ce logiciel permet de simuler de nombreuses applications en ingénierie, telles que : mécanique des structures, électromagnétisme haute et basse Fréquence, écoulement, transfert de chaleur, réactions chimiques, optique, acoustique et plus encore, en particulier les phénomènes couplés ou multi-physiques.

Ce logiciel fournit une interface complète à MATLAB et à ses boîtes à outils pour une grande variété de capacités de programmation, de pré-traitement et de post-traitement. Les packages sont multiplateformes (Windows, Mac, Linux). Cette dernière offre des interfaces utilisateurs classiques basées sur la physique afin de proposer un aperçu complet du modèle et permettre d'accéder à toutes les fonctionnalités (géométrie, maillage, paramètres physiques, conditions aux limites, études, solveurs, post-traitement et visualisations) comme le montre la figure ci-dessous.

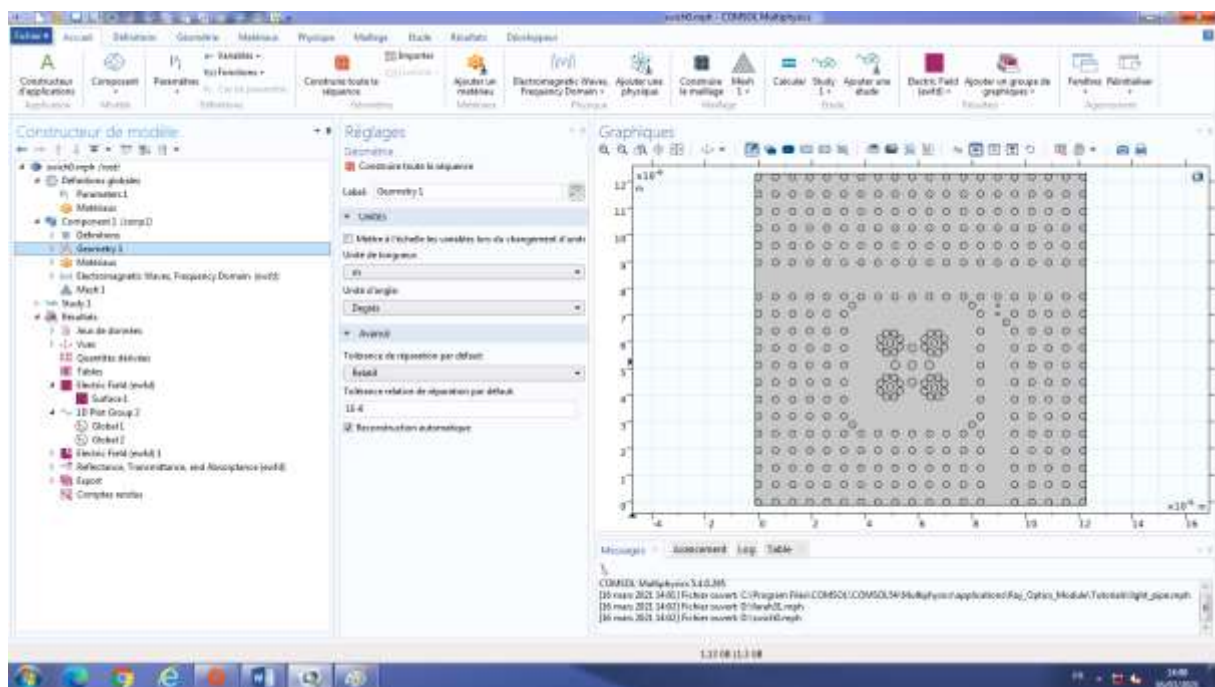


Figure : Interface d'utilisateur du logiciel Comsol.

COMSOL Multiphysics offre des outils de modélisation géométrique en 1D, 2D et 3D, Aussi il est réalisable d'extruder des objets géométriques 2D en 3D. De plus, une transformation ou une extrusion peut être adaptée aux objets en 2D le long de courbes paramétrées. Les opérations booléennes (union, différence ou intersection par exemple) donnent la possibilité de créer des formes plus complexes contenant des ensembles de solides, de surfaces, de courbes et de points. Les opérations géométriques sont toujours organisées selon une séquence dans l'arborescence du modèle.

## **Publications internationales**

L. Mokhtari, H. A. Badaoui, M. Abri, M. Abdelbasset, F. Lallam, and B. Rahmi, "Proposal of a New Efficient or/Xor Logic Gates and All-Optical Nonlinear Switch in 2D Photonic Crystal Lattices," Progress In Electromagnetics Research C, Vol. 106, 187-197, 2020.  
doi:10.2528/PIERC20051501 <http://www.jpier.org/pierc/pier.php?paper=20051501> (scopus)

## **Les Communications Internationales:**

1. L. Mokhtari, M. Abri, H. Abri Badaoui, A. Mounzar and F. Lallam, « Cristaux Photoniques à Structure déconnectée pour la conception Numérique d'un Filtre selectif », XIIIèmes Journées Maghrébines des Sciences des Matériaux JMSM'2020 Oran (Algérie) 09 – 11 Mars 2020. <https://jmsm2020.sciencesconf.org/>
2. L. Mokhtari, M. Abri, H. Abri Badaoui « Conception Numerique d'un filtre Ultra Sélectif à Base de Cristaux Photoniques Photoniques » Séminaire Internatinal Sur l'Industrie et la Technologie. En ligne (webinaire) le 12 et 13 Mars 2021 Algerian Journal of Engineering, Architecture and Urbanism. <https://aneau.org/ajeau/>
3. Lallam Farah, Badaoui hadjira, Abri Mehadj, and Mokhtari lila, Conception numérique d'un dispositif optique à base des cristaux photoniques à structures connectées, XIIIèmes Journées Maghrébines des Sciences des Matériaux JMSM'2020 Oran (Algérie) 09 – 11 Mars 2020. <https://jmsm2020.sciencesconf.org/>
4. F. Lallam, H. Abri Badaoui, M. Abri and L. Benseddik, 'Conception of a new topology of wavelenghts demultiplexers based on 2D photonic crystals for the separation of wavelenghts 1.31 $\mu$ m and 1.55 $\mu$ m', troisième Congrès International de la Physique et la Chimie Quantique (CIPCQ 2019), Béjaia, du 04 au 06 Novembre 2019.

**Résumé** Les cristaux photoniques (CPs) offrent de nouvelles possibilités pour la conception de dispositifs optiques et hautement contrôlables. Sont des structures conçues avec un arrangement périodique de matériaux ayant des indices de réfraction différent. Elles peuvent avoir une périodicité en 1D, 2D ou 3D. ces structures ont une zone de fréquence interdite pour la propagation des ondes lumineuses qui est appelée bande interdite photonique. C'est notamment Cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications dans le domaine de l'optoélectronique et les télécommunications optiques. Comparés aux dispositifs optiques conventionnels, les dispositifs optiques à base de (CPs) ont suscité un grand engouement en raison de leurs compacités par rapport aux dispositifs classiques, à leur vitesse d'opération élevée et à leur confinement. Les filtres sélectifs optiques comptent parmi les composants les plus importants des systèmes de télécommunication. Ils permettent d'extraire une longueur d'onde précise d'un canal particulier dans un flux de données. Dans ce travail, nous avons proposé de nouvelles structures de filtres à extraction à base de (CPs) dans une structure déconnectée constituée de tiges diélectriques plongées dans l'air dans un réseau carré ; en s'appuyant sur le couplage entre les résonateurs en anneaux et les guides d'onde. Les caractéristiques de ces filtres ont été étudiées par simulation en utilisant la méthode numérique FEM. Le but visé est de concevoir des portes logiques OR et XOR tout optique en se basant sur le savoir-faire de l'optimisation des filtres étudiés. Dans un dernier temps, nous avons utilisé le même résonateur en remplaçant les piliers autour du noyau de l'anneau par des tiges non linéaires ; nous avons exposé la simulation d'un simple commutateur tout-optique exploitant le processus du décalage de la BIP, dans une structure bidimensionnelle à effet Kerr.

**Mots clés :** Cristaux photoniques bidimensionnels, résonateurs annulaires, commutateur, porte logique OR et XOR., effet Kerr, non linéarité.

**Abstract** Photonic crystals (Phc) offer new possibilities for the design of optical and highly controllable devices. Are structure designed with a periodic arrangement of materials with different refractive indices. They can have a periodicity in 1D, 2D or 3D. These structures have a forbidden frequency zone for the propagation of light waves which is called the photonic forbidden band. It is in particular this property that makes them interesting for many applications in the field of optoelectronics and optical telecommunications. Compared to conventional optical devices, optical devices based on (Phc) have aroused great popularity due to their compactness compared to conventional devices, their high operating speed and their confinement. Most important components of telecommunication systems. They allow a precise wavelength to be extracted from a particular channel in data stream. In this work, we proposed novel structures of extraction filters based on (Phc) based on the coupling between ring resonator and waveguides. The characteristics of these filters were studied by simulation using FEM numerical method. The aim is to design all-optical OR and XOR logic gates based on the know-how of optimizing the filters studied. Finally, we used the same resonator, replacing the pillars around the ring core with non-linear rods; we presented the simulation of a simple all-optical switch exploiting the BIP shift process, in a two-dimensional Kerr effect structure.

**Keywords:** Two dimensional photonic crystals, ring resonator, switch, OR and XOR logic gate, Kerr effect, non-linearity.

## ملخص

توفر البلورات الضوئية (CPs) إمكانيات جديدة لتصميم الأجهزة البصرية والتي يمكن التحكم فيها بدرجة عالية. هي هياكل مصممة بترتيب دوري للمواد بمؤشرات انكسار مختلفة. يمكن أن يكون لها تواتر في 1D أو 2D أو 3D هذه الهياكل لها منطقة تردد محظورة لانتشار الموجات الضوئية تسمى النطاق الفوتوني الممنوع. هذه الخاصية على وجه الخصوص هي التي تجعلها مثيرة للاهتمام للعديد من التطبيقات في مجال الإلكترونيات الضوئية والاتصالات الضوئية. بالمقارنة مع الأجهزة البصرية التقليدية، فقد اكتسبت الأجهزة الضوئية القائمة على (CPs) شعبية كبيرة بسبب انضغاطها مقارنة بالأجهزة التقليدية، وسرعتها التشغيلية العالية واحتوائها. تعد المرشحات الضوئية الانتقائية من أهم مكونات أنظمة الاتصالات. إنها تسمح باستخراج طول موجي دقيق من قناة معينة في تدفق البيانات. في هذا العمل، اقترحنا هياكل جديدة لمرشحات الاستخراج على أساس (CPs) في هيكل منفصل يتكون من قضبان عازلة مغمورة في الهواء في شبكة مربعة؛ بالاعتماد على الاقتران بين الرنانات الحلقية والموجهات الموجية. تمت دراسة خصائص هذه المرشحات عن طريق المحاكاة باستخدام طريقة FEM العددية. الهدف هو تصميم جميع بوابات OR و XOR المنطقية بناءً على الدراية بتحسين المرشحات المدروسة. أخيراً، استخدمنا نفس الرنان، واستبدلنا الأعمدة حول قلب الحلقة بقضبان غير خطية؛ لقد أظهرنا محاكاة مفتاح ضوئي بسيط بالكامل يستغل عملية إزاحة BIP، في بنية تأثير كير ثنائية الأبعاد.

**الكلمات المفتاحية:** بلورات فوتونية ثنائية الأبعاد، رنانات حلقية، مبدل، بوابة منطقية OR و XOR، تأثير كير، اللاخطية.