

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université 8Mai 1945 – Guelma
Faculté des sciences et de la technologie
Département d'Electronique et Télécommunications

11/021.781



**Mémoire de fin d'étude
Pour l'obtention du diplôme de Master Académique**

Domaine : Sciences et Technologies

Filière : Télécommunications

Spécialité : Systèmes de Télécommunications

**Conception d'un Commutateur Tout-Optique
à base d'un Coupleur Directionnel en Cristaux
Photoniques 2D**

Présenté par : **SGAOULA Sami**
KOUAHLA Azzedine

Sous la direction de : **M. KASSA BAGHDOUCHE Lazhar**

Mai 2013

Dédicaces



*Je dédie ce mémoire à ceux qui ne peuvent pas exprimer
notre reconnaissance, notre profonde gratitude pour
l'éducation qu'ils nous ont prodiguée pour tous leurs
sacrifices à notre égard, pour le sens du devoir qu'ils
nous ont enseigné depuis notre jeune âge, avec l'espoir
d'acquérir le minimum de leurs qualités humaines : mes
très chers parents, mes chers frères et sœurs, à mes
collègues d'étude et à mes amies.*

*A mes professeurs qui m'ont fait découvrir l'outil du
siècle.*

A tous ceux qui m'aiment

SGAOULA SAMI

Dédicaces

Je dédie ce travail à :

Ma Mère,

A mon Père

A mes Deux Sœurs,

Et à tous mes Amis

Azzedine Kouahla

105/2013

Remerciement

Ce mémoire de fin d'étude est une étape essentielle pour l'obtention d'un diplôme de master en système de télécommunication.

*Au terme de ce mémoire nous tiendrons nos remerciements au bon dieu qui nous a donné le courage d'achever ce travail. Nous tenons en premier temps à remercier chaleureusement et tout particulièrement notre encadreur **M.kassa Baghdouche Lazhar** de nous avoir encadré et nous guidé avec autant de sérieux, de gentillesse et d'humilité, pour ses conseils et de nous avoir encouragé tout au long de cette année.*

Nous remercions tous nos enseignants de département d'Electronique et Télécommunication de l'université 08 mai 1945 de Guelma.

Enfin, nous tenons à exprimer notre grand respect et considération au président et membres de jury pour avoir accepté d'examiner et juger notre travail.

Table des Matières

Remerciements	III
Table des Matières	IV
Liste des Figures	VII
Liste des Tableaux	X
Introduction Générale	1
Chapitre I : Techniques de commutation optique	4
I.1. Commutateur optique	5
I.1.1. Définition	5
I.1.2. Fonctionnement de base du commutateur	6
I.2. Classification des commutateurs optiques	6
I.2.1. Commutateurs électro-optiques.....	6
I.2.2. Commutateurs thermo-optiques.....	9
I.2.3. Commutateurs acousto-optiques.....	11
I.2.4. Commutateurs magnéto-optiques.....	12
I.2.5. Commutateurs tout optiques.....	13
I.2.6. Commutateurs mécano-optiques.....	14
I.3. Paramètres du Commutateur optique	16
I.3.1. Pertes d'insertion.....	16
I.3.2. Diaphonie intercanaux.....	17
I.3.3. Dépendance sur la polarisation et sur la longueur d'onde	17
I.3.4. Taille	18
I.3.5. Consommation	18
I.3.6. Temps de commutation	18
I.3.7. Coût.....	19
I.4. Conclusion.....	19
Chapitre II: Les Cristaux Photoniques : Principe et Concepts	20
II.1. Les cristaux photoniques	21
II.1.1. Définition	21

II.1.2. Caractéristiques	22
II.2. Type de cristaux photoniques	23
II.2.1. Les Cristaux Photonique 1D (miroir de Bragg)	24
II.2.2. Les cristaux photoniques 3D	25
II.2.3. Les cristaux photoniques 2D	25
II.3. Propriétés physiques	26
II.3.1. Contrôle des ondes électromagnétiques	27
II.3.2. Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin [29]	27
II.3.3. Relations de dispersion [29]	30
II.3.4. Cartes des bandes interdites [43]	31
II.3.5. Réfraction négative	32
II.3.6. Auto-collimation	32
II.3.7. Superprisme	33
II.4. Matériaux	34
II.4.1. Cristaux photoniques dans les matériaux semi-conducteurs.....	34
II.4.2. Cristaux photoniques dans les polymères	37
II.4.3. Cristaux photoniques dans les matériaux diélectriques	38
II.5. Conclusion	38
<u>Chapitre III: Méthodes de simulation disponibles pour un cristal photonique</u>	39
III.1. Méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD)	40
III.1.1. Introduction	40
III.1.2. Principe de base de la méthode.....	41
III.1.2.1. Equation de maxwell.....	41
III.1.2.2. Développement limité de Taylor.....	44
III.1.3. Discrétisation des équations et algorithme de Yee.....	45
III.1.4. Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee	47
III.1.5. Maillage FDTD.....	48
III.2. Méthode des ondes planes (PWE)	49
III.2.1. Introduction	49
III.2.2. Théorie de la méthode	49
III.2.3. Principes	50
III.3. Conclusion	51

Chapitre IV: Simulation d'un commutateur tout optique basé sur un coupleur directionnel en cristaux photoniques 2D **52**

IV.1. Introduction 53

IV.2. Principe de coupleur directionnel 54

IV.3. Structure d'un commutateur tout optique basé sur un coupleur directionnel en cristaux photoniques 2D.....56

IV.4. Résultat de simulation et discussions.....57

 IV.4.1. Etude de structures à bandes interdites photoniques dans le nitrure de silicium.....57

 IV.4.1.1. Structure carré.....57

 IV.4.1.1.1. Diagramme de bande en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)58

 IV.4.1.1.2. Carte de bande interdite60

 IV.4.1.1.3. Effet de rayon « r » en mode TM.....60

 IV.4.1.2. Structure hexagonale.....62

 IV.4.1.2.1. Diagramme de bande en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)63

 IV.4.1.2.2. Carte de bande interdite64

 IV.4.1.2.3. de rayon « r » en mode TM.....65

IV.4.2. Etude de la propagation de la lumière.....66

IV.5. Conclusion 69

Conclusion Générale **70**

Bibliographie **73**

Liste des Figures

Chapitre I :

Figure I.1. Commutateur optique 2x2.....	5
Figure I.2. Dispositifs électro-optiques (a) coupleur, (b) commutateur 4x4.....	7
Figure I.3. Modulateur de phase thermo-optique.....	9
Figure I.4. Dispositifs acousto-optiques : (a) profil de variation de l'indice de réfraction dans un matériau homogène excité par une onde acoustique, (b) commutateur 1 x 2,(c) commutateur 1 x N.....	11
Figure I.5. Commutateur magnéto-optique.....	12
Figure I.6. Commutateur tout-optique par sélection de la polarisation.....	13
Figure I.7. Routeur contrôlé par le niveau de puissance du signal d'entrée.....	14
Figure I.8. Eléments défecteurs de signaux lumineux dans l'air [7]	14
Figure I.9. Représentation de la diaphonie intercanaux.....	17

Chapitre II :

Figure II.1. Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D)	22
Figure II.2. Clichés de MEB de CP : a) 1D constitué par un assemblage de couches de polyélectrolytes (les parties sombres contiennent des nanoparticules d'argent et présentent un indice de réfraction supérieur aux parties claires, dénuées de nanoparticules) 5 ; b) 2D constitué par un arrangement de cylindres de InP 6 ; c) 3D constitué par un arrangement de tiges de polymère inclinées et imbriquées.....	22
Figure II.3. Plume de paon. L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air.....	24
Figure II.4. a) Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un milieu diélectrique périodique fini. b) Spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg avec bande interdite.....	24
Figure II.5. Structure 3D.....	25
Figure II.6. Structures bidimensionnelles: (a) connectée (b) déconnectée [27]	26
Figure II.7. Structure de bandes pour un cristal bidimensionnel constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=12$) avec un facteur de remplissage en air de 63% ($r/a = 0.43$). Les bandes sont en traits pleins pour la polarisation TE et en pointillés pour la polarisation TM, r est le rayon des trous et a le paramètre de maille ou période du réseau.....	27

Figure II.8. Premières zones de Brillouin (ZB) d'un réseau carré. Les plans de Bragg sont tracés en différentes couleurs. La ZB n°3 est atteinte en traversant 2 plans de Bragg (droite noire puis droite rouge) [29]	29
Figure II.9. Réseau réel, réciproque, première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible pour les réseaux 2D (a) carré et (b) triangulaire [43]	30
Figure II.10. Diagrammes de bandes de CP2D de trous d'air dans une matrice de diélectrique ayant l'indice du silicium. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (pointillés bleus). (a) réseau carré. (b) réseau hexagonal [29]	31
Figure II.11. Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=12.25$). (a) réseau hexagonal. (b) réseau carré [29]	32
Figure II.12. L'angle de réfraction et paramètres p et q le long de l'iso angle 15° en fonction de la fréquence.....	34
Figure II.13. Structure des bandes pour le silicium poreux [43]	35
Figure II.14. Etape de réalisation d'une structure 2D dans le GaAs [45]	36
Figure II.15. Photo MEB d'une structure graphite réalisée sur l'InP [47]	37

Chapitre III :

Figure III.1. La polarisation TE et la polarisation TM.....	43
Figure III.2. Principe de calcul de la dérivée première de $f(x)$ locale en x_0	45
Figure III.3. Cellule de Yee.....	46
Figure III.4. Discrétisation temporelle.....	46
Figure III.5. Schéma itératif : "saute mouton".....	46
Figure III.6. Maillages FDTD. (a) Uniforme. (b) Non uniforme. [60]	48

Chapitre IV :

Figure IV.1. Principe de fonctionnement d'un coupleur directionnel. n_c est l'indice dans les couches inférieures et supérieures, n_g est l'indice du guide, n_{eff} est l'indice effectif.....	54
Figure IV.2. Répartition de l'intensité lumineuse dans un coupleur direct, en fonction de la longueur de couplage.....	55
Figure IV.3. Schéma d'un commutateur à base d'un coupleur directionnel en Cristaux photoniques 2D. La longueur totale de la région de couplage est L [79].....	56
Figure IV.4. Cristaux photoniques sous forme d'un réseau carré en nitrure de silicium.....	57
Figure IV.5. Variation du vecteur d'onde pour le réseau carré.....	58
Figure IV.6. Diagramme de bandes interdites d'un réseau carré en mode TM, avec un rapport $r/a=0.36$	59

Figure IV.7. Diagramme de bandes interdites d'un réseau carré en mode TE, avec un rapport $r/a=0.36$	59
Figure IV.8. Carte des bandes interdites d'une structure carré de tiges en nitrure de silicium en mode TE et TM, notons la présence de deux bandes TM	60
Figure IV.9. Variation de la largeur de deux bandes interdites photoniques (BIP) en fonction du rayon (r) (en mode TM) pour un cristal photonique constituant en réseau carré de tiges de nitrure de silicium l'air.....	61
Figure IV.10. Cristaux photoniques sous forme d'un réseau hexagonale en nitrure de silicium.....	62
Figure IV.11. Variation du vecteur d'onde pour un réseau hexagonal.....	62
Figure IV.12. Diagramme de bandes interdites d'un réseau hexagonal de tiges en mode TM, pour un rapport $r/a=0.20$	63
Figure IV.13. Diagramme de bandes interdites d'un réseau hexagonale de tiges en mode TE, pour un rapport $r/a=0.20$	64
Figure IV.14. Carte des bandes interdites d'une structure hexagonale de tiges en nitrure de silicium en mode TE et TM, notons la présence de trois bandes TM et une bande TE plus petite.....	64
Figure IV.15. Variation de largeur des trois bandes interdites photoniques (BIP) en fonction du rayon (r) (en mode TM) pour un cristal photonique constituant en réseau hexagonale de tiges dans le nitrure de silicium.....	65
Figure IV.16. Schéma d'un commutateur à base d'un coupleur directionnel en CP 2D.....	66
Figure IV.17. Distributions de champ électrique dans le coupleur dans le régime linéaire.....	67
Figure IV.18. Signal de pompe injecté dans les tiges centrales.....	68
Figure IV.19. Distributions de champ électrique dans le commutateur dans le régime non linéaire.....	68

Liste des Tableaux

Chapitre I :

Tableau I.1. Spécifications techniques d'un commutateur électro-optique à base de guides d'ondes [1]	7
Tableau I.2. Spécifications techniques d'un commutateur électro-optique à base de cristaux liquides [2]	8
Tableau I.3. Spécification techniques de plusieurs commutateurs thermo-optiques à base de silice sur silicium [4]	10
Tableau I.4. Spécifications techniques d'un commutateur thermo-optique à bulles [5]	10
Tableau I.5. Spécifications techniques d'un commutateur 2D mécano-optique [30]	16

INTRODUCTION

GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Après plusieurs décennies d'études, l'optique s'est développée industriellement depuis les années 80. Ses avantages bien connus et reconnus des utilisateurs potentiels en font un domaine en plein essor. Les télécommunications, comme le domaine de la mesure ont largement utilisé ses capacités pour produire de nouveaux composants et de nouveaux systèmes. Cependant les besoins toujours croissants amènent à penser que pour imaginer de nouvelles fonctions, il est nécessaire d'explorer de nouvelles pistes et d'aller chercher dans les disciplines voisines des possibilités de simplifier ou d'accroître les performances de composants existants ou encore de proposer de nouveaux composants.

L'émergence du traitement tout-optique de l'information est prédite pour un futur proche par plusieurs études prospectives. Ce traitement optique nécessite, entre autre, deux fonctions critiques : des commutateurs (switch) et des mémoires optiques, qui pourraient s'intégrer sur de petites échelles et fonctionner avec de faibles puissances d'activation.

La commutation a été l'objet de très nombreux développements ces dernières années. En particulier, le sujet de la commutation « tout optique » a suscité de très nombreux débats. Différentes technologies ont été explorées pour la réalisation des commutateurs (technologie cristaux liquides, technologie des bulles...). Ces dernières années, une multitude de commutateurs optiques ont été présentés et démontrés avec succès sur différents matériaux tels que le niobate de lithium, les semi conducteurs, les polymères... etc.

Plusieurs méthodes ont été signalés à contrôler les propriétés de propagation des dispositifs optiques, utilisant des effets et des matériaux non linéaires.

Les coupleurs directionnels sont très utilisés dans les systèmes de communication optiques modernes. La bande passante dans le coupleur directionnel est d'habitude limitée par la dispersion intermodale plutôt que par la dispersion de la vitesse de groupe dans les fibres (ou guides) qui forment le coupleur.

Récemment, l'apparition du concept des matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP ou cristaux photoniques) a suscité de la part de la communauté scientifique, un intérêt grandissant. Les BIP sont des structures dont l'indice diélectrique est modulé de façon périodique. Ces structures permettent la réalisation ou la perspective de réalisation de nombreux composants tels que des filtres, des guides, des lasers sans seuil, des

microcavités... Les BIP 3D possèdent une bande interdite omnidirectionnelle. Cependant, les difficultés technologiques de leur réalisation sont grandes étant données les dimensions requises (de l'ordre de la longueur d'onde). Les études se sont donc portées sur les cristaux 2D, pour le développement de composants d'optique intégrée planaire qui réduit considérablement leur taille (quelques microns pour des applications optiques).

Les travaux de cette mémoire de fin d'étude ont porté sur l'étude et la simulation d'un commutateur tout optique basé sur un coupleur directionnel en cristaux photoniques bidimensionnels (2D).

Nous avons organisé ce manuscrit en quatre chapitres. Les chapitres I et II sont consacrés aux rappels généraux sur les outils théoriques et les notions que nous avons utilisés dans notre travail. Le *premier* chapitre est une présentation de techniques de commutations optiques disponibles pour les réseaux de communications, nous rappelons la définition du commutateur, fonctionnement de base, classification et finalement nous exposons les différents paramètres de conception du commutateur optique.

Le *deuxième* chapitre est une présentation générale des cristaux photoniques, nous rappelons les principales caractéristiques concernant ces structures périodiques, les types des cristaux photoniques et leurs principales propriétés physiques. Puis nous présenterons les matériaux dont leurs structures sont basées sur les cristaux photoniques.

Le *troisième* chapitre est consacré aux méthodes numériques les plus utilisées pour la simulation des cristaux photoniques : la méthode de différences finies (FDTD), qui consiste à résoudre les équations de Maxwell dans le domaine temporel et la deuxième méthode : la méthode des ondes planes (PWE), qui consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes.

Au cours du *quatrième* chapitre, nous présentons un rapport des résultats de simulation numériques que nous avons effectuée afin de déterminer les paramètres optimaux du réseau à BIP pour des applications dans la simulation du commutateur tout optique. Cela concerne la modélisation de structures à bandes interdites photoniques (BIP) dans des matériaux diélectriques en utilisant la méthode des ondes planes. Pour cette partie du travail, nous avons étudié deux réseaux de tiges de nitrure silicium dans l'air (réseau carrée et hexagonale). Puis analyser la propagation de la lumière dans un commutateur tout optique basé sur un coupleur

directionnel en cristaux photoniques 2D en utilisant la méthode de différence finie dans le domaine temporelle.

La *conclusion* générale récapitule les principaux résultats obtenus dans le cadre de cette mémoire.

CHAPITRE I

Chapitre I

Techniques de Commutation Optique

Nous présentons dans ce chapitre les techniques de commutation optique disponibles pour les réseaux de communications. Dans une première partie, nous définissons un commutateur optique, ainsi que son fonctionnement de base, de point de vue de l'optique. Dans la deuxième partie, nous classifions les commutateurs optiques, pour chaque famille, nous présenterons les principes de fonctionnement, ainsi que les spécifications techniques sur divers dispositifs qui ont été récemment étudiés dans les laboratoires de recherche ou bien qui se trouvent déjà sur le marché. Enfin, nous exposons les différents paramètres de conception du commutateur optique.

I.1. Commutateur optique

I.1.1. Définition

Dispositif permettant aux signaux des fibres optiques d'être transférés de façon sélective d'un port d'entrée (ou canal) vers le port de sortie désiré, voir Figure I.1.

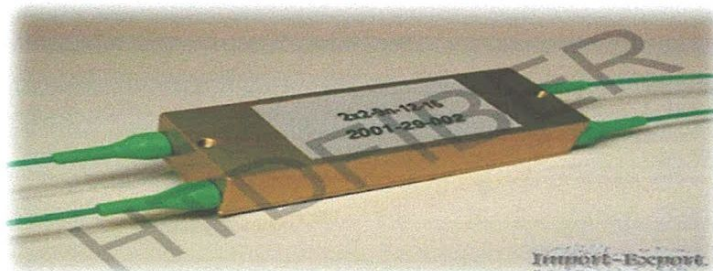


Figure I.1. Commutateur optique 2x2.

I.1.2. Fonctionnement de base du commutateur

Le commutateur optique a la particularité qu'il n'est pas possible d'y stocker de l'information. Donc quand il se présente une trame à l'entrée, il faut tout de suite décider de l'acheminer sur une sortie. Soit donc une trame qui se présente à l'entrée du commutateur, deux cas peuvent se produire:

- ✓ soit la voie de sortie correspondant à la destination de la trame est libre; la trame est alors aiguillée vers cette sortie; la voie de sortie restera occupée le temps nécessaire pour transmettre la trame au débit de 100Mbits/s. On négligera le temps qu'il faut à la trame pour traverser le commutateur ; autrement dit, un bit qui se présente à l'entrée se retrouve instantanément à la sortie.
- ✓ soit cette voie est occupée par une autre trame, alors une nouvelle destination est choisie au hasard parmi les voies libres. On est en effet sûr qu'il y a au moins une voie de libre à ce moment-là. Ce changement forcé de destination se nomme déflexion.

I.2. Classification des commutateurs optiques

Les commutateurs optiques peuvent être classés par le type de contrôle mis en œuvre pour défléchir les faisceaux lumineux. Il y a principalement six familles de commutateurs : électro-optiques, thermo-optiques, acousto-optiques, magnéto-optiques, tout-optiques et mécano-optiques.

I.2. 1. Commutateurs électro-optiques

Les dispositifs électro-optiques utilisent des matériaux où l'indice de réfraction varie en fonction du champ électrique appliqué (effets Kerr et Pockels). Les propriétés électro-optiques du niobate de lithium (LiNbO_3) ont été largement utilisées dans la conception de dispositifs à base de guides d'ondes. Dans ce cas, les champs électriques contrôlent l'indice de réfraction des guides, et par conséquent, la phase des signaux lumineux qui se propagent dans ces éléments.

Les dispositifs électro-optiques fabriqués en niobate de lithium (LiNbO_3) les plus répandus sont sûrement les modulateurs. Cependant, des commutateurs à base de coupleurs électro-optiques sont aussi disponibles, voir Figure I.2.

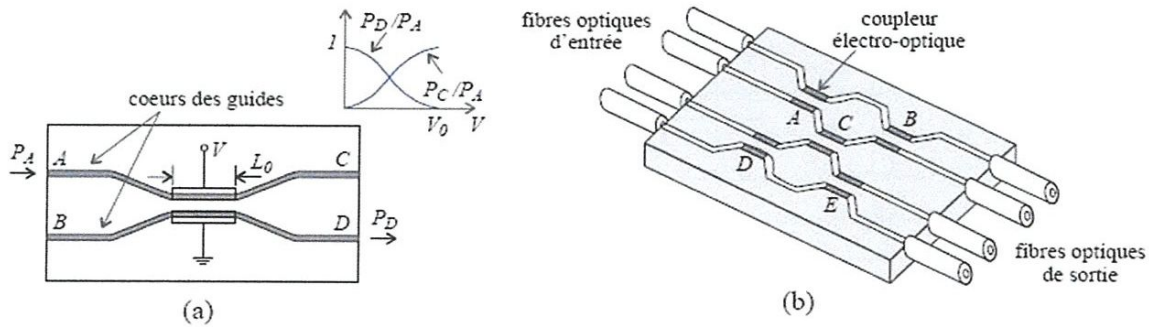


Figure I.2. Dispositifs électro-optiques (a) coupleur, (b) commutateur 4x4,

Un coupleur consiste en deux guides qui sont à proximité sur une longueur L_0 qui correspond à la distance de transfert (ou région d'interaction) pour une longueur d'onde particulière, par exemple $1,55 \mu\text{m}$. Un coupleur électro-optique contient en plus une paire d'électrodes de contrôle. Les signaux qui se propagent dans chaque guide sont par défaut transférés vers l'autre guide lors du passage par la région d'interaction. L'application d'une tension particulière V_0 entre les électrodes permet d'échanger les ports de sortie des signaux, voir Figure I.2(a). Les coupleurs électro-optiques sont les éléments de base dans la conception des commutateurs, voir Figure I.2(b).

Les sociétés *EOSpace* et *Lynx Photonics*, entre autres, commercialisent des commutateurs électro-optiques. Ces dispositifs sont disponibles en versions de 1×2 , 2×2 , 4×4 et 8×8 ports.

Le Tableau I.1 résume les spécifications d'un commutateur commercial de 8×8 ports.

Paramètre	Valeur
Nombre de ports	8×8
Pertes d'insertion	$< 10 \text{ dB}$
Temps de commutation	$< 1 \mu\text{s}$
Diaphonie Intercanaux	$< -30 \text{ dB}$
Longueur d'onde	$1,55 \mu\text{m}$

Tableau I.1. Spécifications techniques d'un commutateur électro-optique à base de guides d'ondes [1].

La taille des commutateurs électro-optiques est usuellement de l'ordre de plusieurs centimètres, et les tensions de commande sont de l'ordre de plusieurs dizaines de volts. Les commutateurs électro-optiques sont conçus pour leur opération à une longueur d'onde spécifique et ne sont pas toujours indépendants de la polarisation.

Un autre type de commutateur électro-optique utilise des cellules de cristaux liquides nématiques où les molécules des cristaux sont organisées dans chaque cellule de manière hélicoïdale. Un tel arrangement des molécules permet de pivoter la polarisation d'un faisceau lumineux incident. Quand un champ électrique est appliqué à travers la cellule, l'organisation hélicoïdale des molécules est supprimée et par conséquent, la propriété de rotation de la polarisation aussi. La combinaison d'une telle cellule de cristaux liquides avec un élément séparateur de polarisation constitue un commutateur électro-optique.

Des commutateurs optiques à base de cristaux liquides ont été récemment annoncés par plusieurs sociétés : *Spectra Switch*, *Chromum Technologies* et *Corning*. Pour l'instant, le nombre de ports de ce type de commutateurs est assez réduit. Le Tableau I.2 résume les spécifications d'un commutateur commercial de 2×2 .

Paramètre	Valeur
Nombre de ports	2×2
Pertes d'insertion	< 1 dB
Temps de commutation	< 4 ms
Diaphonie Intercanaux	-40 dB
Pertes dépendantes de la polarisation	0,1 dB

Tableau I.2. Spécifications techniques d'un commutateur électro-optique à base de cristaux liquides [2].

Plus récemment, des commutateurs optiques utilisant l'électro-holographie ont été annoncés séparément par les sociétés *Trellis Photonics* et *DigiLens*. Dans le commutateur de *Photonics*, des réseaux de diffraction contrôlables électriquement sont imprimés sur des cristaux de KLTN¹. Chaque réseau de diffraction est indépendant des autres ; il devient actif en appliquant une tension particulière, condition pour laquelle un faisceau lumineux incident

sur le réseau est réfléchi. Par contre, quand le signal de contrôle est nul, le faisceau lumineux incident passe à travers le cristal. ¹

D'après l'information préliminaire disponible, cette technologie permettra l'intégration de commutateurs à un très grand nombre de ports. En ²outre, les commutateurs utilisant l'électro-optique seront capables de commuter dans un temps inférieur à 10 ns [3]. ²

I.2. 2. Commutateurs thermo-optiques

L'effet thermo-optique constitue le changement de l'indice de réfraction d'un matériau en fonction de la température. Autant que les effets électro-optiques, l'effet thermo-optique permet de moduler la phase des signaux qui se propagent dans un guide d'ondes. Pour ce faire, une résistance chauffante est placée sur le guide, voir Figure I.3.

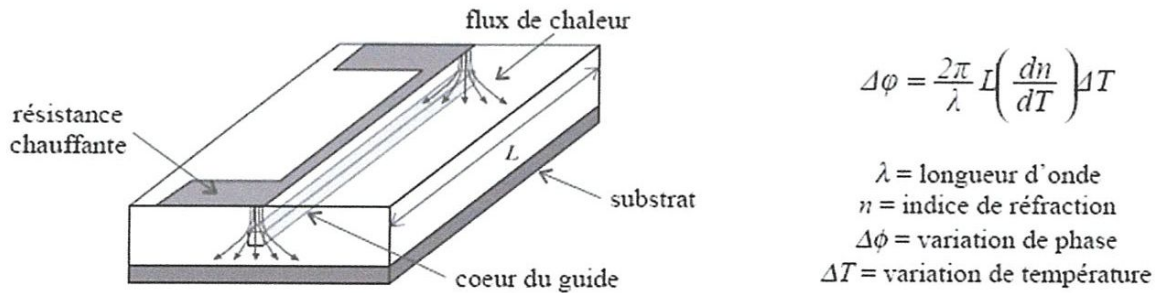


Figure I.3. Modulateur de phase thermo-optique.

Une combinaison de matériaux très utilisée dans la conception de dispositifs passifs à base de guides d'ondes est la silice sur le silicium. L'application la plus répandue de cette technologie concerne les multiplexeurs/démultiplexeurs par longueur d'onde, dispositifs qui contiennent jusqu'à 128 canaux. La silice sur silicium présente, en plus, un effet thermo-optique important ce qui a motivé la conception de dispositifs actifs, notamment par NTT². Le Tableau I.3 résume quelques spécifications de commutateurs thermo-optiques à base de silice sur silicium.

KLTN¹ : potassium lithium tantalate niobate.

NTT² : Nippon Telegraph and Telephone Corporation.

Paramètre	Valeur		
Nombre de ports	4 × 4	8 × 8	16 × 16
Taille de la puce	25 mm × 65 mm	68 mm × 68 mm	100 mm × 107 mm
Pertes d'insertion	2,6 dB	5,2 dB	6,6 dB
Diaphonie intercanaux	-55 dB	-60 dB	-55 dB

Tableau I.3. Spécification techniques de plusieurs commutateurs thermo-optiques à base de silice sur silicium [4].

La silice sur silicium est aussi adéquate pour la fabrication de dispositifs passifs qu'actifs, comme les modulateurs de phase ou les coupleurs. La société *Lynx Photonics* a profité de cette propriété de la silice pour la conception de produits qui intègrent plusieurs fonctions dans une même puce. Le point faible des commutateurs thermo-optiques utilisant la modulation de phase est la consommation d'énergie. Par exemple, le commutateur 16×16 du Tableau I.3 consomme 17 W. Un type différent de commutateur thermo-optique a été développé par *Agilent Technologies*. Ce commutateur consiste aussi en un réseau de guides d'onde de silice mais dans ce cas, des cavités remplies d'un certain fluide sont formées dans les intersections des guides. En plus, une résistance chauffante est placée sur chaque cavité.

L'indice de réfraction du fluide est égal à celui des guides, ce qui permet par défaut la transmission des signaux. Par contre, quand une certaine résistance chauffante introduit de la chaleur, une bulle est formée dans la cavité associée, et un faisceau lumineux incident sur la bulle est réfléchi en base au principe de la réflexion totale. Les commutateurs optiques à bulles sont disponibles en versions qui contiennent jusqu'à 32×32 ports. Le Tableau I.4 résume les spécifications techniques de ce type de commutateur.

Paramètre	Valeur
Nombre de ports	32 × 32
Pertes d'insertion	< 5 dB
Temps de commutation	< 10 ms
Diaphonie Intercanaux	-50 dB
Pertes dépendantes de la polarisation	0,25 dB

Tableau I.4. Spécifications techniques d'un commutateur thermo-optique à bulles [5].

I.2. 3. Commutateurs acousto-optiques

Une onde acoustique qui se propage dans un milieu homogène engendre dans ce dernier une densité variable associée aux régions de compression/dilatation représentées sur la Figure I.4(a). D'autre part, l'indice de réfraction d'un matériau est une fonction de sa densité, les régions de plus haute densité présentant un indice de réfraction plus grand. La distribution de l'indice de réfraction dans un matériau peut donc être modifiée de manière dynamique par un signal acoustique (généré par exemple par un transducteur piézoélectrique).

La variation cyclique avec une période Λ de l'indice de réfraction produit, sur un faisceau lumineux incident, un effet analogue à celui d'un ensemble de réflecteurs parallèles séparés d'une distance Λ , voir la Figure I.4(b). Dans ce cas, le signal lumineux sera réfléchi si l'angle d'incidence satisfait la condition de Bragg :

$$\sin \theta = \frac{m \lambda}{2 \Lambda}$$

Où λ est la longueur d'onde du faisceau incident, m est un nombre entier et θ est l'angle de Bragg. Si la condition de Bragg n'est pas satisfaite, le faisceau incident sera transmis.

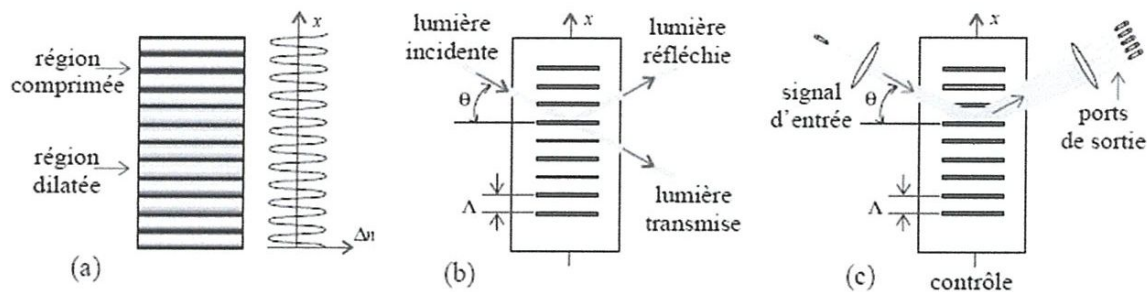


Figure I.4. Dispositifs acousto-optiques : (a) profil de variation de l'indice de réfraction dans un matériau homogène excité par une onde acoustique, (b) commutateur 1×2, (c) commutateur 1×N.

Le dispositif acousto-optique de la Figure I.4(b) est, en effet, un commutateur 1×2 où le changement d'état peut se faire au moyen du changement de la fréquence d'excitation. La Figure I.4(c) montre un commutateur 1×N ; dans ce cas, nous supposons que le signal acoustique possède une divergence angulaire, voir [6]. Autant que pour le commutateur 1×2,

la fréquence du signal d'excitation dans le commutateur $1 \times N$ permet de choisir le port de sortie.

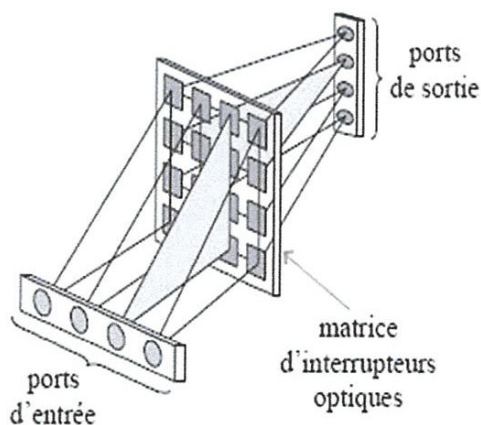
Concernant les dispositifs commerciaux, il y a des composants acousto-optiques utilisés dans les réseaux mais ce sont principalement des filtres. Il n'y a pas encore de commutateurs acousto-optiques disponibles sur le marché ; cependant, plusieurs sociétés développent actuellement des produits. La société *Light Management Group*, par exemple, a annoncé des commutateurs acousto-optiques contenant un port d'entrée et jusqu'à 1024 ports de sortie. D'après les spécifications préliminaires, le temps de commutation serait de l'ordre de $5 \mu\text{s}$.

I.2. 4. Commutateurs magnéto-optiques

Les matériaux magnéto-optiques changent leurs propriétés optiques en fonction du champ magnétique appliqué. Un des effets magnéto-optiques les plus connus est l'effet Faraday.

Un matériau qui présente l'effet Faraday est capable de pivoter la polarisation d'un faisceau lumineux qui le traverse. L'angle de rotation de la polarisation par unité de longueur (ρ) est proportionnel au champ magnétique appliqué dans le matériau. L'effet Faraday peut s'utiliser en combinaison avec deux polariseurs orthogonaux pour fabriquer des interrupteurs optiques.

La Figure I.5 illustre un commutateur magnéto-optique qui contient une matrice d'interrupteurs optiques. Les faisceaux d'entrée sont distribués chacun sur une colonne de la matrice, les ports de sortie reçoivent chacun les faisceaux provenant d'une ligne de la matrice.



Effet Faraday

$$\rho = VB$$

ρ = angle de rotation par unité de longueur

V = constante de Verdet

B = induction magnétique

Figure I.5. Commutateur magnéto-optique.

Les commutateurs magnéto-optiques ont été fabriqués en matrices de 1024×1024 , les vitesses de commutation étant d'environ 100 ns [6]. Du point de vue commercial, les matériaux magnéto-optiques sont pour l'instant, plus utilisés dans les disques optiques que dans les réseaux.

I.2. 5. Commutateurs tout-optiques

Dans le sens strict du terme, un commutateur tout-optique³ est celui qui non-seulement véhicule des faisceaux lumineux entre ses ports, mais celui où les signaux de contrôle sont aussi des faisceaux lumineux. Dans un commutateur optique, la lumière contrôle la lumière en utilisant un matériau optique non-linéaire. L'effet Kerr optique est la variation de l'indice de réfraction d'un matériau en fonction de l'intensité de la lumière appliquée.

La Figure I.6 illustre un commutateur utilisant une fibre optique qui présente l'effet Kerr et deux polariseurs. Le polariseur d'entrée transmet seulement le signal de polarisation verticale ; au contraire, le polariseur de sortie transmet uniquement le signal de polarisation horizontale. Deux signaux se propagent dans la fibre : le signal contenant l'information (signal principal) et le signal de contrôle. Le signal principal rentre dans la fibre à polarisation verticale ; si le signal de contrôle n'est pas présent, la polarisation du signal principal reste verticale et le polariseur de sortie ne transmet pas ce signal. D'autre part, la présence du signal de contrôle modifie l'indice de réfraction du milieu, introduisant un déphasage et une rotation de 90° dans la polarisation du signal principal, le polariseur de sortie transmet donc le signal principal.

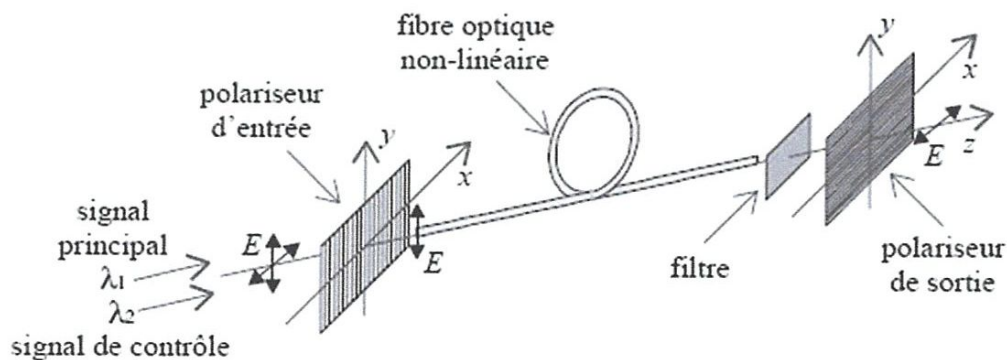


Figure I.6. Commutateur tout-optique par sélection de la polarisation.

³ A présent, le terme « réseau tout optique » est utilisé pour référencer les réseaux où les signaux qui transportent l'information restent dans le domaine optique depuis les ports émetteurs jusqu'aux ports récepteurs, indépendamment du type de contrôle utilisé pour la commutation.

La Figure I.7 montre un routeur utilisant, lui aussi, l'effet Kerr optique. La puissance optique du signal d'entrée contrôle l'indice de réfraction du milieu. Un signal d'entrée de haute puissance est transféré vers le port *B* alors qu'un signal de basse puissance sort par le port *C*.

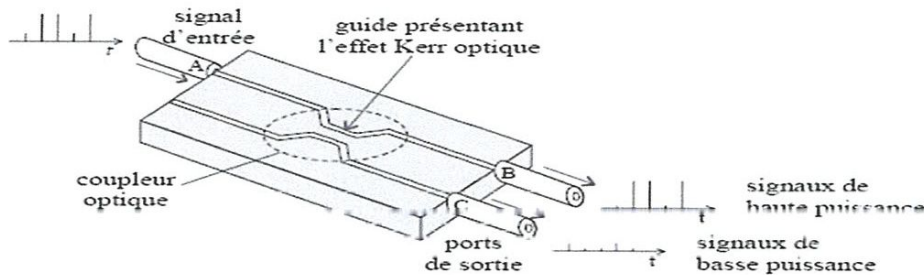


Figure I.7. Routeur contrôlé par le niveau de puissance du signal d'entrée.

Les commutateurs tout-optiques représentent la solution ultime à la commutation optique mais ils sont regardés à l'heure actuelle, comme une solution à plus long terme.

I.2. 6. Commutateurs mécano-optiques

Les commutateurs mécano-optiques utilisent des miroirs, des lentilles, des prismes, des réseaux de diffraction, ou même des guides ou des fibres qui se déplacent. Ces composants permettent de défléchir les faisceaux lumineux typiquement dans l'air, voir Figure I.8.

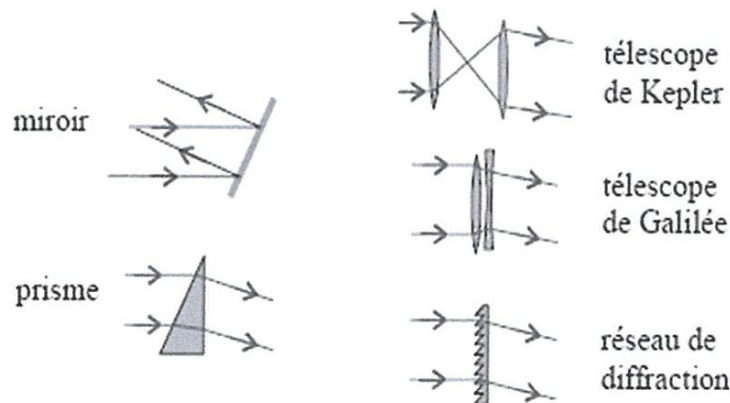


Figure I.8. Eléments défléchisseurs de signaux lumineux dans l'air [7].

Les commutateurs mécano-optiques sont connus pour avoir de bonnes propriétés optiques ; ils ont été fabriqués traditionnellement à base de composants optiques discrets de haute qualité. Malheureusement, leur vitesse de commutation a été très limitée étant donné, entre autres raisons, la grande taille des composants utilisés. Très récemment, les technologies de micro-usinage ont permis de réduire les dimensions des commutateurs mécano-optiques et par conséquent, la vitesse de commutation.

Les commutateurs mécano-optiques peuvent consister en fibres qui se déplacent latéralement les unes par rapport aux autres. Hogari et al. ont fabriqué sur ce principe un commutateur 2×2 avec un actionneur électrostatique [8]. Kopka et al. ont développé des commutateurs 1×2 et 2×2 utilisant des actionneurs thermiques [9] [10]. Nagaoka et al. ont conçu un commutateur 1×2 avec un actionneur magnétique [11]. Les commutateurs peuvent consister aussi en guides d'onde mobiles. Ollier et al. ont fabriqué un commutateur 1×2 contenant un guide d'onde suspendu qui se déplace latéralement par l'action d'un champ électrostatique [12]. Les commutateurs à base de fibres mobiles sont assez larges, ils sont aussi limités quant au nombre de ports. Les commutateurs à base de guides d'ondes sont plus petits mais ils restent encore limités quant au nombre de ports.

Un autre type de commutateur mécano-optique 2×2 à base de guides d'onde a été exploré par Chollet et al. [13]. Le commutateur consiste en une paire de guides d'ondes parallèles, un fixe et l'autre mobile. La séparation nominale entre les guides est suffisamment large pour minimiser le couplage. Par l'action d'un champ électrostatique, le guide suspendu est rapproché du guide fixe le long d'une période de transfert, ce qui permet l'échange des signaux entre les guides. L'avantage de ce dispositif par rapport aux commutateurs électro-optiques à base de guides d'ondes est la plus petite longueur de guide nécessaire.

Sur le plan commercial, *OMM* est une des sociétés orientée dans la conception de commutateurs 2D. Le Tableau I.5 montre les spécifications d'un commutateur 32×32 fabriqué en base à l'architecture 2D. Concernant l'architecture 3D, plusieurs sociétés ont déjà annoncé les premiers produits, notamment *Lucent Technologies*, *Nortel*, *Calient*, *JDS Uniphase* et *Xerox*.

Paramètre	Valeur
Nombre de ports	32×32
Pertes d'insertion	< 6 dB
Temps de commutation	< 13 ms
Diaphonie Intercanaux	-50 dB
Pertes dépendantes de la polarisation	1 dB
Pertes dépendantes de la longueur d'onde 1,53 μm -1,57 μm ou 1,57 μm -1,61 μm	1 dB
Pertes dépendantes de la trajectoire	non disponible
Consommation de puissance	< 0,5 W

Tableau I.5. Spécifications techniques d'un commutateur 2D mécano-optique [14].

I.3. Paramètres du Commutateur optique

Le paramètre le plus important d'un commutateur est le temps de commutation. Différents commutateurs exigent différents temps de commutation. D'autres paramètres importants :

I.3. 1. Pertes d'insertion

Quand deux fibres optiques sont couplées, divers mécanismes de pertes, intrinsèques et extrinsèques, sont présents. D'une part, les différences de taille du cœur de la fibre, de son ouverture numérique et de son profil d'indice de réfraction sont les mécanismes intrinsèques les plus importants. D'autre part, la séparation longitudinale entre les fibres, ainsi que les erreurs d'alignement latéral et angulaire sont les mécanismes extrinsèques les plus fréquents. Quand les fibres sont couplées à travers un commutateur optique, divers éléments comme les guides d'ondes, les lentilles ou les miroirs sont présents dans la trajectoire du signal ; ces éléments contribuent aussi à l'atténuation de ce dernier.

Dans le cas des commutateurs à base de guides d'onde, les pertes d'insertion augmentent avec la longueur et la courbure des guides. A mesure qu'un commutateur augmente le nombre des ports, le niveau des pertes d'insertion augmente rapidement. Un autre facteur de pertes dans les commutateurs à base de guides d'onde est le couplage entre la fibre optique de section transversale circulaire et la guide d'onde de section typiquement rectangulaire.

I.3. 2. Diaphonie intercanaux

Une limitation importante des commutateurs à base de guides d'onde est l'interférence entre les guides due aux champs évanescents qui se propagent dans le substrat. A mesure que le commutateur augmente son nombre de ports, le problème de diaphonie s'accroît du fait du couplage à travers les multiples trajectoires et des multiples intersections entre les guides.

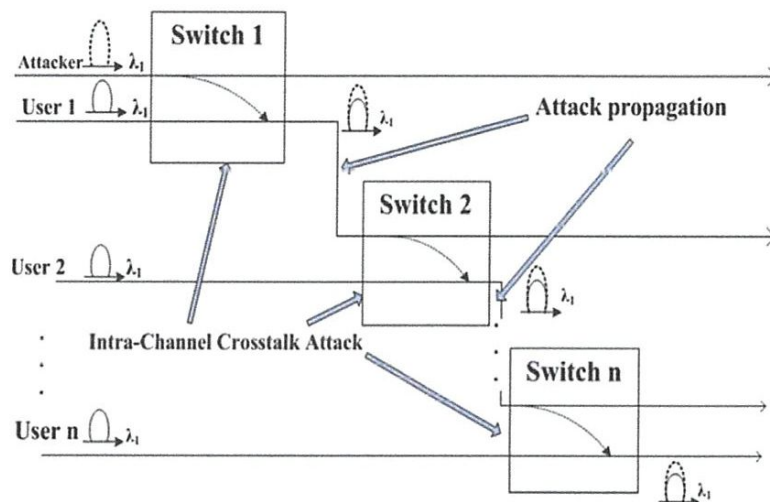


Figure I.9. Représentation de la diaphonie intercanaux

I.3. 3. Dépendance sur la polarisation et sur la longueur d'onde

Quand les commutateurs dépendent de la polarisation, il faut toujours maintenir un contrôle strict sur la polarisation du signal d'entrée, ce qui signifie un accroissement du coût et de la complexité des systèmes.

Concernant les dispositifs à base de guides d'onde, l'indépendance sur la polarisation n'est pas toujours facile à obtenir. En plus, le fonctionnement des dispositifs avec cette capacité exigent souvent des tensions de contrôle plus grandes, sinon un niveau de diaphonie intercanaux plus élevé devra être accepté.

Les commutateurs optiques avec propagation dans l'air sont presque indépendants de la polarisation, seulement une faible dépendance est due aux miroirs. La réflectivité d'une surface métallique dépend de la polarisation quand le faisceau incident n'arrive pas en direction perpendiculaire à la surface, ce qui est souvent le cas. Par exemple, des sensibilités à la polarisation de 1,1 % ont été reportées par Marxer [15] pour des surfaces de silicium recouvertes d'or quand l'angle d'incidence était de 45 degrés.

Les commutateurs optiques avec propagation dans le vide, eux aussi, sont presque indépendants de la longueur d'onde. Une légère dépendance des pertes d'insertion sur la longueur d'onde existe du fait que la dispersion de la lumière sur la surface des miroirs dépend de cette variable. En plus, la divergence des faisceaux dans l'espace libre dépend, elle aussi, de la longueur d'onde.

I.3. 4. Taille

Un autre avantage du commutateur optique avec propagation dans le vide est sa taille. Le commutateur 8×8 fabriqué avec la technologie de silice sur silicium du tableau I.3 mesure 6,8 cm sur 6.8 cm. Des commutateurs optiques de 8×8 miroirs fabriqués par micro-usinage en surface rentrent sur une puce de 1 cm sur 1 cm. Cette différence de taille est encore plus flagrante quand le nombre de ports augmente.

I.3. 5. Consommation

Les commutateurs qui utilisent des actionneurs électrostatiques sont potentiellement très efficaces. Par contre, les composants à base de guide d'ondes, et particulièrement, ceux qui utilisent l'effet thermo-optique ont besoin d'une quantité supérieure de puissance pour obtenir les changements sur les indices de réfraction.

I.3. 6. Temps de commutation

La caractéristique la moins favorable des commutateurs qui contiennent des composants électromécaniques est le temps de commutation. Quelques dispositifs à base de guides d'onde, particulièrement ceux qui utilisent l'effet électro-optique sont, et très probablement resteront, plus rapides que les MOEMS. Cependant, la question importante n'est pas de savoir si les actionneurs électromécaniques vont surpasser la vitesse de contrôle électro-optique, mais seulement si les actionneurs micromécaniques sont suffisamment rapides pour être utiles - la réponse dépend de l'application.

Quelques travaux récents sur les microactionneurs électrostatiques ont déjà démontré des temps de commutation inférieurs à une milliseconde. Cette vitesse de commutation est acceptable pour les applications où la reconfiguration du commutateur est seulement nécessaire quand il y a une faute dans le réseau, ou bien quand il faut approvisionner des capacités de transmission additionnelles sur certaines lignes du réseau. Pour les cas de commutation par paquets, les implémentations avec des dispositifs à base de guides d'onde vont très probablement rester comme les plus adéquats.

I.3. 7. Coût

En prenant en compte la plus petite surface exigée, l'absence de composants pour contrôler la polarisation, et les capacités de fabrication collective, les commutateurs optiques micro-usinés devraient devenir une solution à bas coût pour les applications d'approvisionnement, protection et restauration.

I.4. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les techniques de commutation optique. Ces techniques sont utilisées pour commuter les faisceaux lumineux. Une attention particulière est portée ^{sur} la commutation tout-optique à travers ses multiples implémentations. Enfin, une attention particulière a été portée aux paramètres les plus importants dans un commutateur optique.

CHAPITRE II

Chapitre II

Les Cristaux Photoniques : Principe et Concepts

L'objectif de ce deuxième chapitre est de présenter les concepts de base liés aux cristaux photoniques. Nous présentons dans la première partie les principales caractéristiques concernant ces structures périodiques. Nous verrons ensuite les types des cristaux photoniques et leurs principales propriétés physiques. Puis nous présenterons les matériaux dont leurs structures sont basées sur les cristaux photoniques.

II.1. Les cristaux photoniques

II.1.1. Définition

Un cristal photonique (CP) est un matériau diélectrique où l'indice de réfraction est périodiquement modulé [16]. Il s'agit d'un cristal car le matériau est constitué par un arrangement périodique de briques élémentaires diélectriques d'indice de réfraction n_1 dans une matrice d'indice de réfraction n_2 . Le terme photonique est ajouté car, la périodicité étant de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière, un CP permet de moduler la propagation des photons. Le concept de cristal photonique a été proposé en 1987 par E. Yablonovitch [17] et S. John [18].

Les cristaux photoniques ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour une gamme de fréquences (BIP: Bande Interdite Photonique) Cette particularité optique intervient lorsque la longueur de maille du cristal est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu.

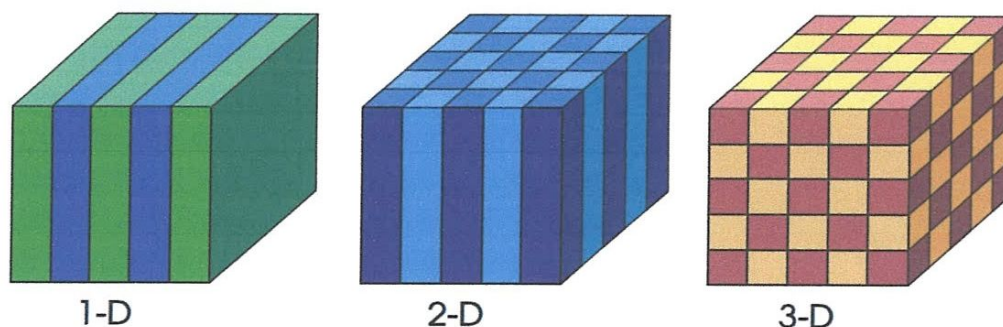


Figure II.1. Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D).

II.1.2 Caractéristiques

Un CP est caractérisé par plusieurs paramètres :

- La dimensionnalité

Celle-ci est déterminée par la périodicité de l'indice de réfraction. Comme le montre la Figure II.1., la périodicité d'un CP peut s'étendre à une, deux ou trois dimensions (1, 2, 3D). [19]. La Figure II.2 montre des clichés de microscopie électronique à balayage (MEB) de différents CP artificiels.

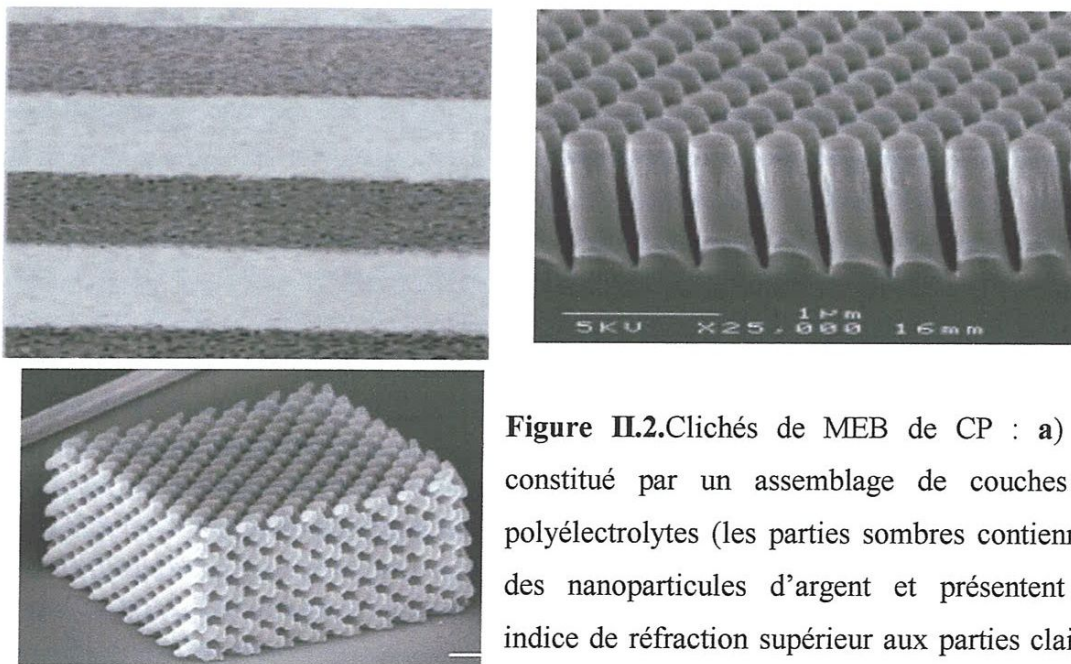


Figure II.2. Clichés de MEB de CP : a) 1D constitué par un assemblage de couches de polyélectrolytes (les parties sombres contiennent des nanoparticules d'argent et présentent un indice de réfraction supérieur aux parties claires, dénuées de nanoparticules) [20]; b) 2D constitué par un arrangement de cylindres de InP [21]; c) 3D constitué par un arrangement de tiges de polymère inclinées et imbriquées. [22]

- Le paramètre du réseau

C'est la distance fondamentale entre deux briques constitutives. Il détermine la région spectrale où le CP interagit avec l'onde électromagnétique.

- L'indice de réfraction effectif

Il s'écrit simplement en fonction des indices de réfraction des deux matériaux composant le cristal, pondérés par les volumes respectifs occupés :

$$n_{eff} = \sqrt{\Phi \cdot n_1^2 + (1 - \Phi) \cdot n_2^2} \text{ où } \Phi \text{ est la fraction volumique en briques élémentaires.}$$

- Le contraste d'indice de réfraction

Ce paramètre est défini comme le rapport n_1/n_2 entre les indices de réfraction des briques et de la matrice. Il offre une idée générale de la force de diffusion des deux matériaux composants du CP.

II.2. Type de cristaux photoniques

La forme la plus simple d'un cristal photonique est une structure périodique à une dimension composée d'un empilement de couches également appelé miroir de Bragg.

Les cristaux photoniques existent dans la nature à l'état minéral et biologique. Les opales sont des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée. Leurs feux sont dus à la diffraction de la lumière par leur structure de cristal photonique tridimensionnel. L'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales provient aussi de motifs périodiques. La coloration bleue des ailes de papillons morpho et des feuilles de certaines variétés de Sélaginelle en sont des exemples [23]. Les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de maille variables (Figure II.3.) [24].

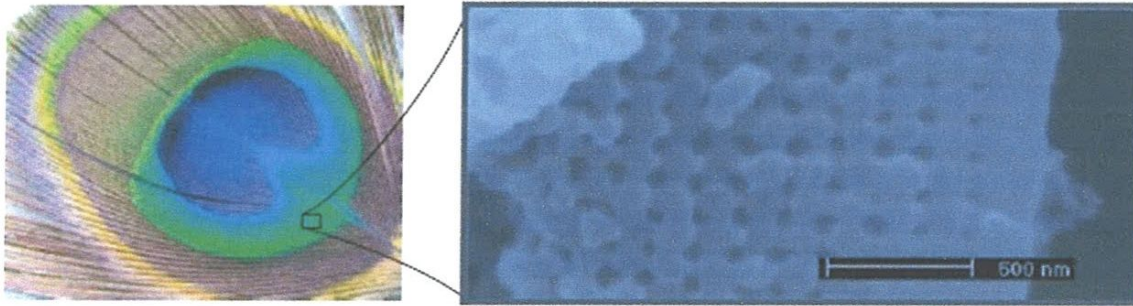


Figure II.3. Plume de paon. L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air.

II.2.1. Les Cristaux Photonique 1D (miroir de Bragg)

Les structures à une seule dimension sont caractérisées par la variation d'indice selon un seul axe du repère général (Oxyz). Ces structures sont couramment connues sous le nom de réseau de Bragg (Figure II.4.1D) [25].

Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres sélectifs de longueur d'onde, multiplexeurs, lasers spéciaux à bande étroite...etc.

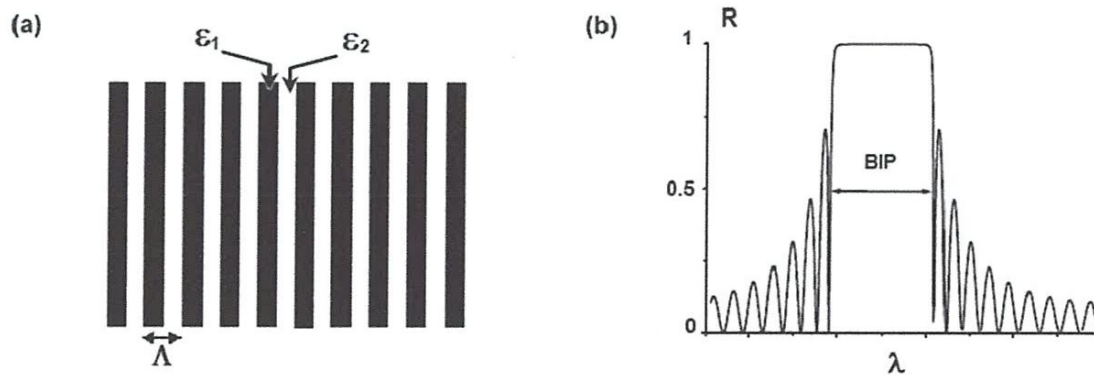


Figure II.4: a) Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un milieu diélectrique périodique fini. b) Spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg avec bande interdite.

II.2.2. Les cristaux photoniques 3D

Les cristaux photoniques tridimensionnels suscitent encore beaucoup d'intérêts. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par K.M. Ho et al [26]. Il était formé des sphères de silicium arrangées selon une structure diamant. En 1993 E. Yablonovite fabriquait un cristal photonique en perçant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois directions qui simulent les directions cristallines d'un cristal diamant (Figure II.5.). Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur "la Yablonovite". Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois. Elles ont été le deuxième à être réalisée par Yablonovitch après les réseaux de Bragg. L'utilisation des cristaux tridimensionnels est nécessaire pour obtenir une bande interdite complète dans toutes les directions de l'espace.

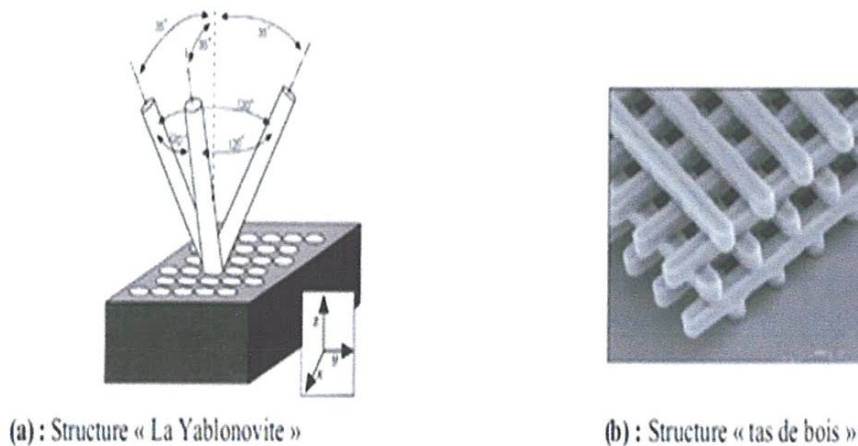


Figure II.5. Structure 3D.

II.2.3. Les cristaux photoniques 2D

Les cristaux photoniques à trois dimensions posent encore de nombreux problèmes de fabrication. Pour cette raison, il est intéressant de présenter un autre type des cristaux qui sont les cristaux photoniques à deux dimensions qui peuvent être fabriqués facilement. A deux dimensions, les cristaux photoniques sont composés d'un réseau périodique de piliers de diélectrique dans l'air (structure déconnectée) ou de trous d'air percés dans une matrice diélectrique (structure connectée) (Figure II.6).

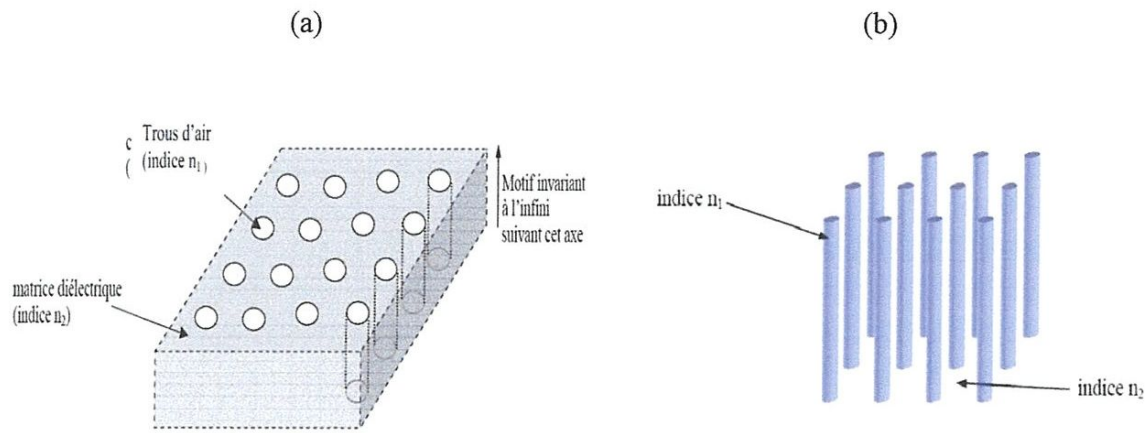


Figure II.6. Structures bidimensionnelles: (a) connectée (b) déconnectée [27].

Il est possible d'introduire des défauts dans ce type de cristal photonique. Par contre, l'absence d'un confinement vertical de la lumière est gênante pour l'application de ce type de cristal photonique en optique intégrée. Pour compenser cette absence, la lumière peut être confinée verticalement par un guide d'onde classique [28]. Le guide d'onde classique se compose d'une couche diélectrique entourée de deux autres couches diélectriques d'indices de réfraction plus faibles. Les guides d'ondes classiques sont couramment utilisés en optique intégrée. Les trous des cristaux photoniques sont gravés dans le guide d'onde classique. Ce type de cristal photonique s'appelle : cristal photonique bidimensionnel planaire. Il est fabriqué à l'aide de technologies standard de la microélectronique qui laissent une grande liberté quant aux modifications locales des propriétés du réseau. Ces avantages font de ces structures des candidats prometteurs pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée.

II.3. Propriétés physiques

Dans cette partie, nous allons analyser quelques propriétés optiques originales observées dans des cristaux photoniques.

II. 3.1. Contrôle des ondes électromagnétiques

A cause de l'existence de BIP (zones où l'onde électromagnétique ne peut pas se propager) dans les cristaux photoniques, cette caractéristique a permis à ces matériaux de guider ou de contrôler l'onde électromagnétique dans certaines directions (dites bandes autorisées) et d'empêcher la propagation dans les autres directions (BIP), ce qui nous permet de dire que les cristaux photoniques ont la propriété de contrôler les ondes électromagnétiques (**Figure II.7.**).

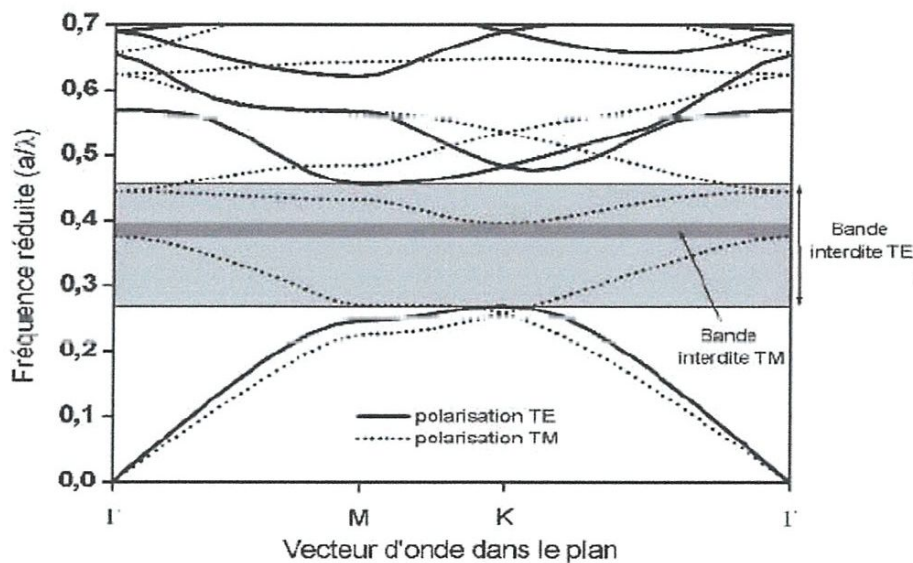


Figure II.7. Structure de bandes pour un cristal bidimensionnel constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 12$) avec un facteur de remplissage en air de 63% ($r/a = 0.43$). Les bandes sont en traits pleins pour la polarisation TE et en pointillés pour la polarisation TM, r est le rayon des trous et a le paramètre de maille ou période du réseau.

II.3. 2. Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin [29]

Beaucoup de propriétés des cristaux photoniques (CP) sont directement compréhensibles par l'étude de leur diagramme de bandes. Les surfaces de dispersion des CPs ont des périodes et symétries qui découlent de celles du réseau direct. Pour les étudier, on utilise les notions de réseau réciproque et de zones de Brillouin. Le réseau réciproque d'un CP2D est défini à partir du réseau réel par la relation suivante $\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi\delta_{ij}$ (II.1)

Où les a_i et b_j sont les vecteurs des réseaux réels et réciproques, δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Les propriétés géométriques élémentaires des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires de trous circulaires sont résumées dans le Tableau II.1.

Le facteur de remplissage f désigne le rapport entre l'aire occupée par le motif et l'aire de la maille élémentaire du réseau.

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

Tableau II.1. Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires [29].

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

La définition de la n ème zone de Brillouin est la suivante : ensemble des points pouvant être atteint depuis l'origine en croisant $n - 1$ plans de Bragg (Figure II.8).

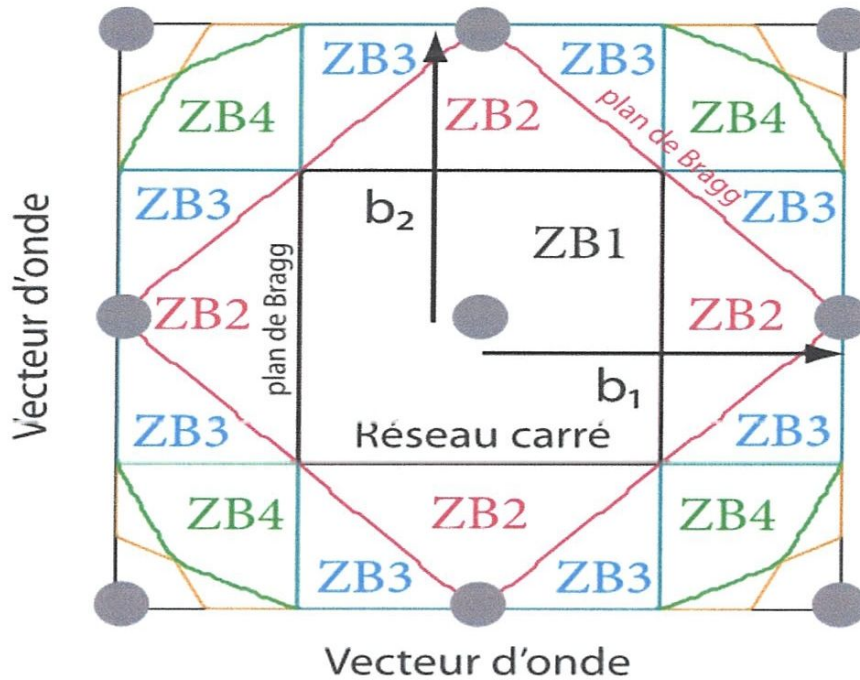


Figure II.8. Premières zones de Brillouin (ZB) d'un réseau carré. Les plans de Bragg sont tracés en différentes couleurs. La ZB n°3 est atteinte en traversant 2 plans de Bragg (droite noire puis droite rouge) [29].

On appelle zone de Brillouin irréductible la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque.

La figure II.9 donne une représentation graphique des réseaux réciproques, de la première ZB et de la ZB irréductible pour les réseaux 2D carrés et hexagonal.

Pour le réseau carré, la première zone de Brillouin est un carré (LMNO) dont le centre est le point Γ de coordonnée(0,0). La zone de Brillouin irréductible est alors un triangle communément appelé (Γ XM) dont la surface est 1/8 de celle de la première zone de Brillouin. Dans le cas du réseau hexagonal, les vecteurs du réseau réel ne sont plus colinéaires à ceux du réseau réciproque. La première ZB est un hexagone (ABKCDE) et sa ZB irréductible est un triangle (Γ MK) dont la surface est 1/12 de celle de la première ZB [29].

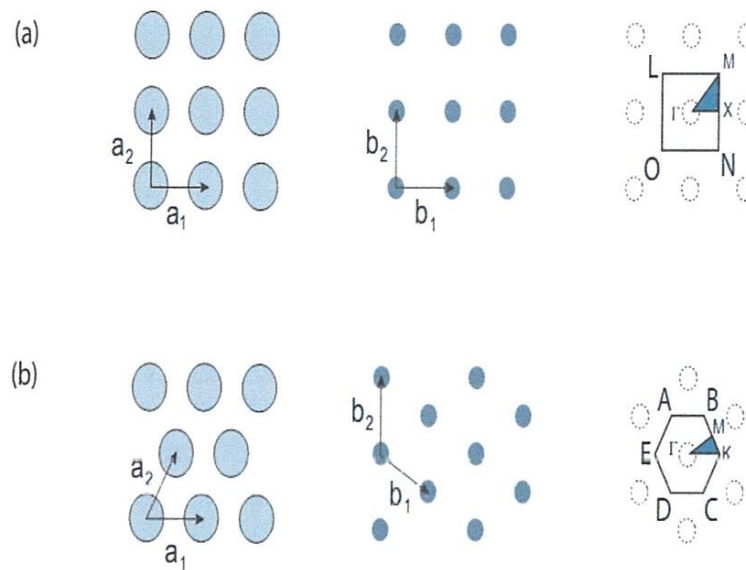


Figure II.9. Réseau réel, réciproque, première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible pour les réseaux 2D (a) carré et (b) triangulaire [29].

II.3. 3. Relations de dispersion [29]

Les relations de dispersion des CP2D dépendent de la polarisation de la lumière. On peut séparer le champ électromagnétique en deux polarisations indépendantes, la polarisation TE et la polarisation TM. En polarisation TE, le champ E est orienté dans le plan de périodicité et le champ H n'a qu'une composante normale au plan. Le champ électromagnétique est ainsi de la forme (E_x, E_y, H_z) , les autres composantes étant nulles. En polarisation TM, les rôles de E et H sont permutés et le champ est de la forme (H_x, H_y, E_z) .

La figure II.10. Représente les diagrammes de bandes pour les réseaux carré et hexagonal pour les deux polarisations. La structure étudiée correspond à une matrice bidimensionnelle de trous d'air ($n_{air}=1$) dans du silicium ($n_{Si}=3.5$). Le diamètre des trous est égal à $0.288a$ dans les deux géométries, ce qui correspond des facteurs de remplissages différents selon le réseau ($f=0.26$ pour le réseau carré, $f=0.30$ pour le réseau hexagonal). Une bande interdite pour la polarisation TE est obtenue pour le réseau hexagonal [29].

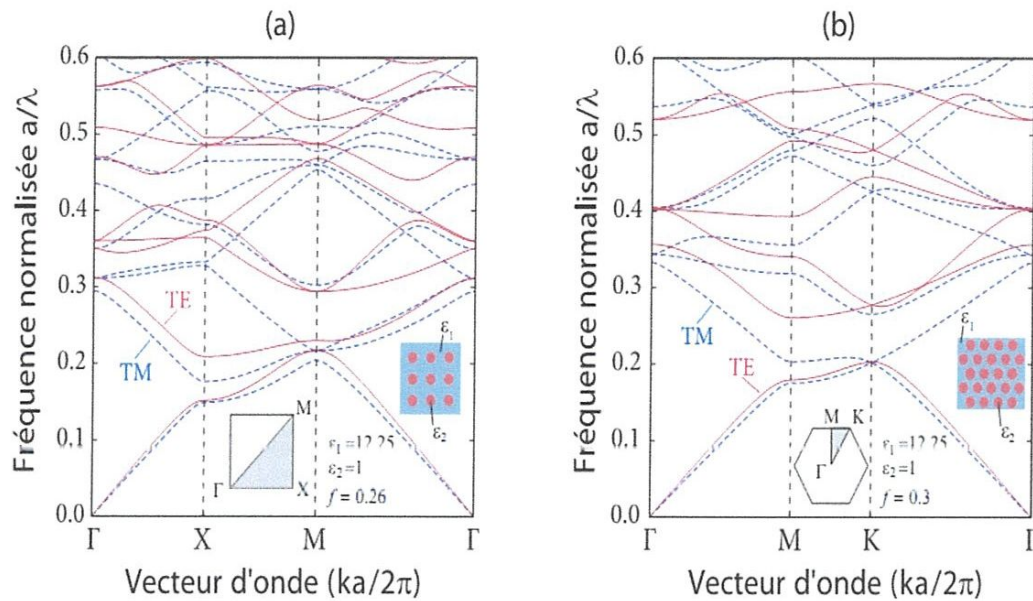


Figure II.10. Diagrammes de bandes de CP2D de trous d'air dans une matrice de diélectrique ayant l'indice du silicium. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (pointillés bleus). (a) réseau carré. (b) réseau hexagonal [29].

II.3. 4. Cartes des bandes interdites [29]

Les cartes de bandes interdites représentent les bords de bandes interdites pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage f (Figure II.11). Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière. Pour un réseau hexagonal de trous d'air dans du silicium, une bande interdite s'ouvre pour $f = 0.10$ en polarisation TE et $f = 0.61$ en polarisation TM. Pour le réseau carré, les bandes interdites s'ouvrent pour $f = 0.32$ en polarisation TE et $f = 0.48$ en polarisation TM. Les régions de bande interdite totale correspondent aux intersections des bandes interdites TE et TM. La plus large bande interdite pour les modes TE est obtenue par le réseau hexagonal. De plus, la BIP apparaît pour des facteurs de remplissages plus faibles que ceux du réseau carré. Le réseau hexagonal est par conséquent souvent préféré pour confiner la lumière. On peut remarquer que les bords de bandes interdites augmentent avec le facteur de remplissage de matériau de faible indice [29].

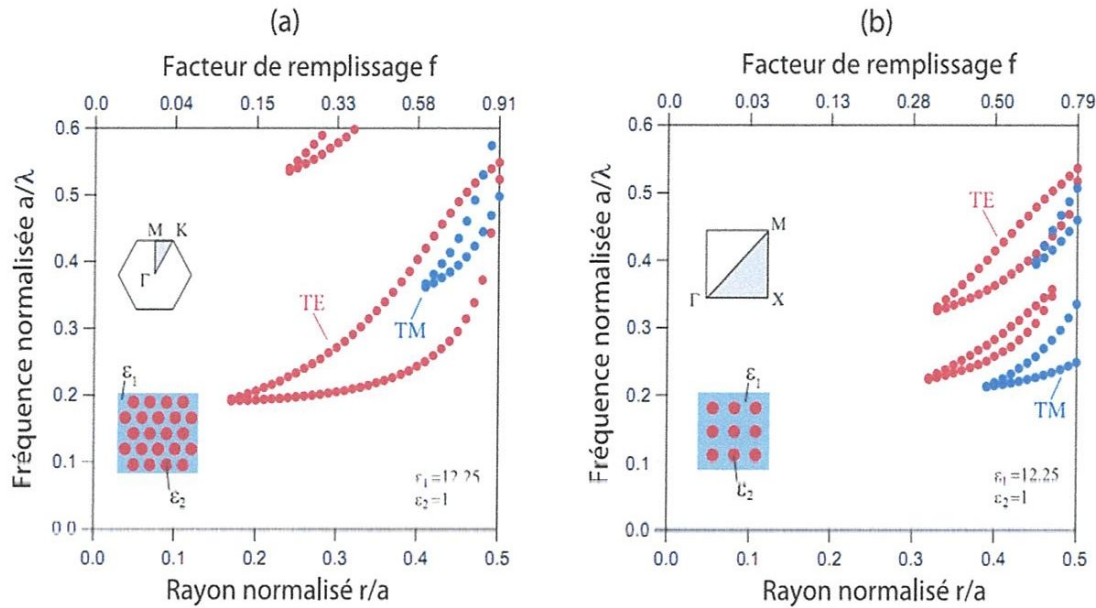


Figure II.11. Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=12.25$). (a) réseau hexagonal. (b) réseau carré [29].

II.3. 5. Réfraction négative

On dit que l'on a un phénomène de réfraction négative lorsque la lumière est réfractée dans son demi-plan d'incidence [30]. Considérons la loi de Snell-Descartes qui permet de calculer la direction d'une onde réfractée transmise θ_t à partir d'une onde incidente d'angle θ_i l'interface de deux diélectriques n_1 et n_2 :

$$n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_t) \quad (\text{II.2})$$

L'indice de réfraction du milieu (2) devrait être négatif pour que la loi soit valable dans le cas de la réfraction négative. Dans le cas des cristaux photoniques, cette loi ne peut s'appliquer car les ondes de Bloch possèdent plusieurs vecteurs d'onde, ce qui empêche l'attribution d'un indice de phase unique. L'utilisation de la décomposition en harmoniques des ondes de Bloch a permis de clarifier le phénomène de réfraction négative, qui doit être interprété comme un phénomène de diffraction [31].

II.3. 6. Auto-collimation

Un faisceau est dit collimaté lorsque ses rayons sont parallèles. Cela implique que le faisceau ne se disperse pas avec la distance de propagation. Un faisceau parfaitement collimaté ne diverge donc pas. Des phénomènes d'auto-collimation ont été observés et étudiés

dans les cristaux photoniques [32, 33, 34, 35]. Ces phénomènes ont lieu lorsque des zones particulières des courbes iso-fréquence sont excitées. Dans ces zones, la direction de la vitesse de groupe des ondes de Bloch ne dépend pas de l'angle d'incidence. Un faisceau divergent arrivant dans une région d'auto-collimation va ainsi conserver une largeur constante au cours de sa propagation.

II.3. 7. Superprisme

Dans certaines situations, l'angle de réfraction dans un CP varie très fortement avec une faible variation de l'angle d'incidence ou de la fréquence de la lumière. On qualifie ce phénomène de super-dispersion angulaire ou fréquentielle, ou encore d'effet «Superprisme» [36, 37,38, 39]. La déviation angulaire peut en effet être 100 fois plus forte que dans un prisme à matériaux homogènes.

L'effet de superprisme angulaire se produit lorsque des iso-fréquences à forte courbure sont excitées. La variation de l'angle d'incidence engendre une modification du vecteur d'onde transverse. Les vitesses de groupe étant orientées perpendiculairement aux iso-fréquences, la forte courbure engendre une grande variation de la direction de propagation. L'amplitude de cet effet est directement quantifiée par le paramètre $p = \partial\theta_{cp}/\partial\theta_i$.

La dispersion fréquentielle géante a une origine similaire à la super-dispersion angulaire.

Deux ondes de fréquences voisines induisent l'excitation de deux ondes de Bloch à direction de propagation très différentes à cause de la courbure changeante des CIF. Des dispersions allant jusqu'à 50° pour une variation de longueur d'onde de 1% ont été observées [40]. L'effet superprisme fréquentiel est directement quantifié par le paramètre $q = \partial\theta_{cp}/\theta_\omega$.

Les effets de superprisme angulaire et fréquentiels ayant des origines voisines, ils existent souvent simultanément dans les surfaces de dispersion. La figure I.12 montre les amplitudes des effets superprisme angulaire et fréquentiels (paramètres p et q) dans la région d'iso-angle d'incidence de 15°. Les paramètres p et q sont maximum simultanément pour les hautes fréquences, en bord de bande.

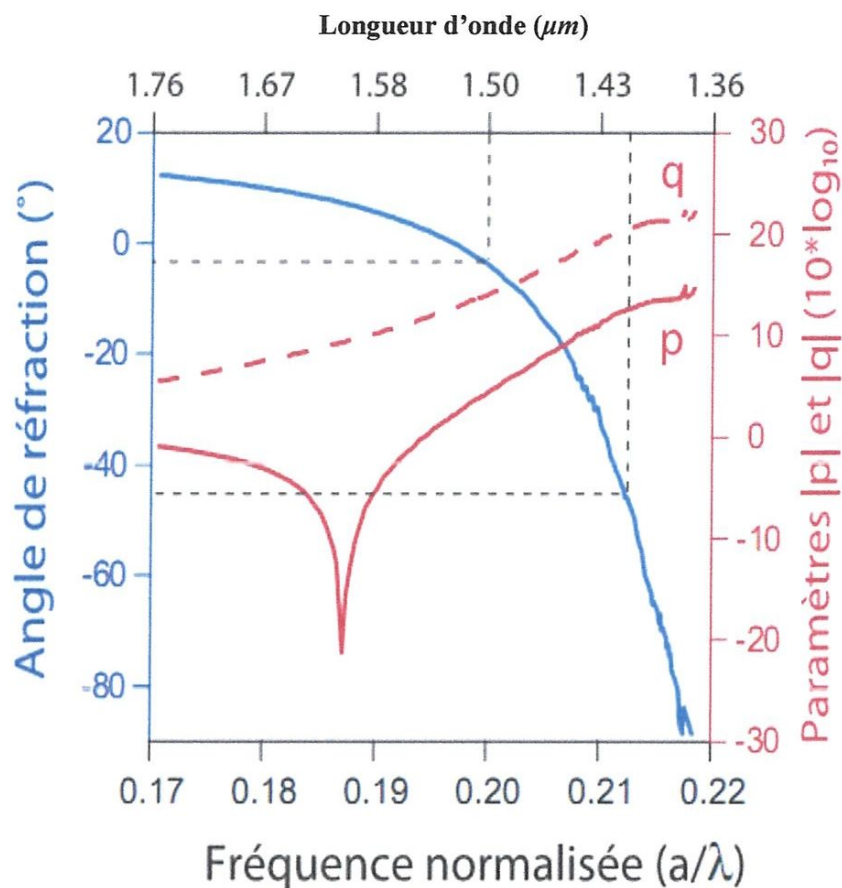


Figure II.12. L'angle de réfraction et paramètres p et q le long de l'iso-angle 15° en fonction de la fréquence.

II.4. Matériaux

II.4.1. Cristaux photonique dans les matériaux semi-conducteurs

Un semi-conducteur est un matériau qui a les caractéristiques électriques d'un isolant, mais pour lequel la probabilité qu'un électron puisse contribuer à un courant électrique, quoique faible, est suffisamment importante. En d'autres termes, la conductivité électrique d'un semi-conducteur est intermédiaire entre celle des métaux et celle des isolants.

Plusieurs travaux pour la réalisation de structures photoniques sur les semi-conducteurs et leur intégration avec les dispositifs optoélectroniques actifs ont été réalisés pour le contrôle et la propagation de la lumière [41].

L'obtention d'une bande interdite dans un réseau triangulaire par exemple sur semi-conducteurs peut être obtenue avec des motifs circulaires si le contraste d'indice est au moins de 2.6 [42]. L'association semi-conducteur/air (avec un contraste d'indice de l'ordre de 3-3,5) est parfaitement indiquée pour la réalisation des cristaux photoniques. Sur ce type de matériaux.

Une première mise en évidence d'une bande interdite totale à 2D aux fréquences optiques a été possible grâce à la technologie "macroporeux" [43]. La Figure II.13 représente le diagramme de dispersion d'un cristal photonique triangulaire 2D de période a composé de motifs circulaires d'air (rayon $r = 0.45a$) dans une matrice de silicium poreux ($n=3.4$). Les deux polarisations ont été représentées. La bande interdite totale correspond à la zone noircie [43].

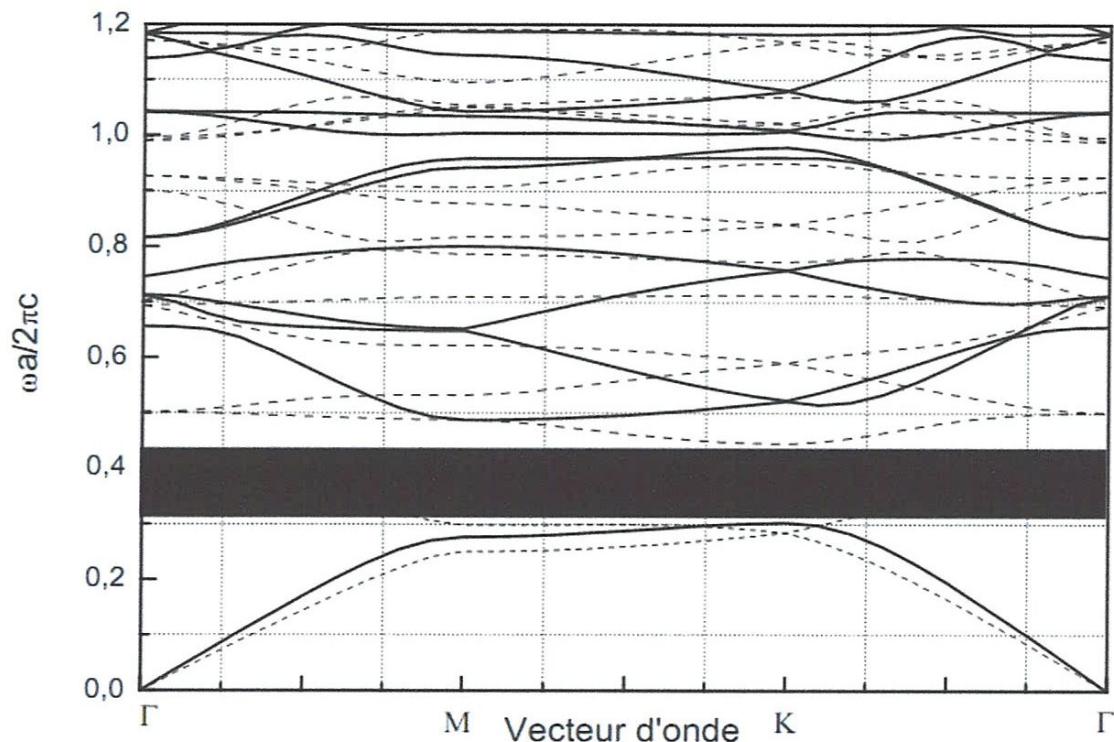


Figure II.13. Structure des bandes pour le silicium poreux [43].

Des études sur le contrôle de la propagation guidée par effet de bande interdite photonique ont été réalisées sur du silicium nanoporeux [44]. Des structures à deux dimensions (2D) de période 300 nm ont été fabriquées par gravure sèche dans le GaAs. La Figure II.14 montre le processus de fabrication d'une structure triangulaire de trous dans le GaAs. [45]. Le même procédé est utilisé aussi pour la réalisation de structure photonique sur l'InP

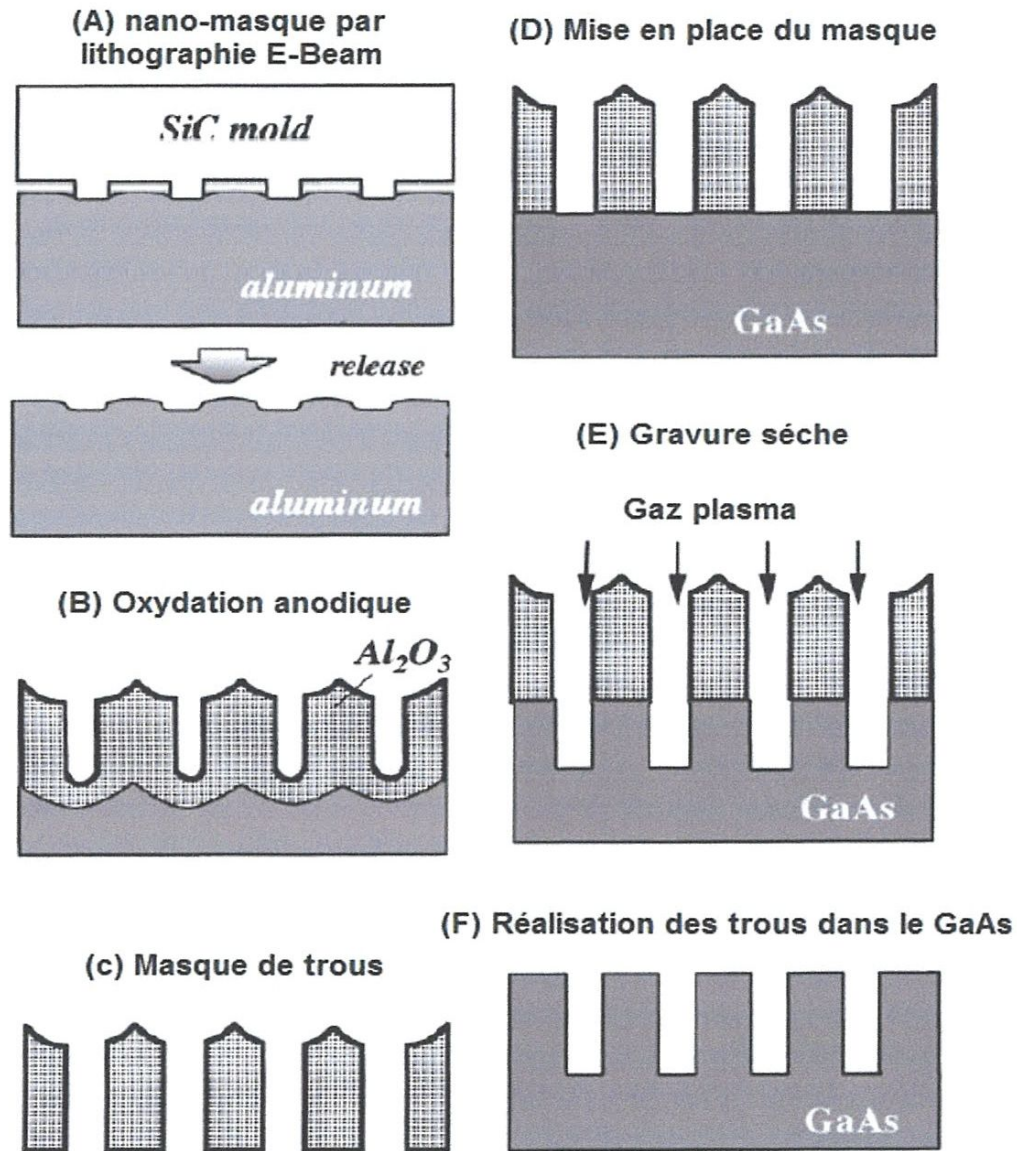


Figure II.14. Etape de réalisation d'une structure 2D dans le GaAs [45].

Des cristaux photoniques bidimensionnels ont été fabriqués dans des hétérostructures ($\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et $\text{InP}/\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$) déposées sur substrats de GaAs ou InP. Le procédé consiste à réaliser une croissance de couches minces de composés III-V par épitaxie jets moléculaires. Ensuite, l'écriture des structures est réalisée par lithographie électronique et enfin les trous sont obtenus par gravure sèche par plasma réactif (RIE) [40, 46].

Une structure de type graphite a été réalisée sur une couche d'InP d'épaisseur 237 nm en utilisant le même procédé que pour les hétérostructures : lithographie suivie de gravure ionique réactive. Un exemple de structure est représenté sur la Figure II.15.

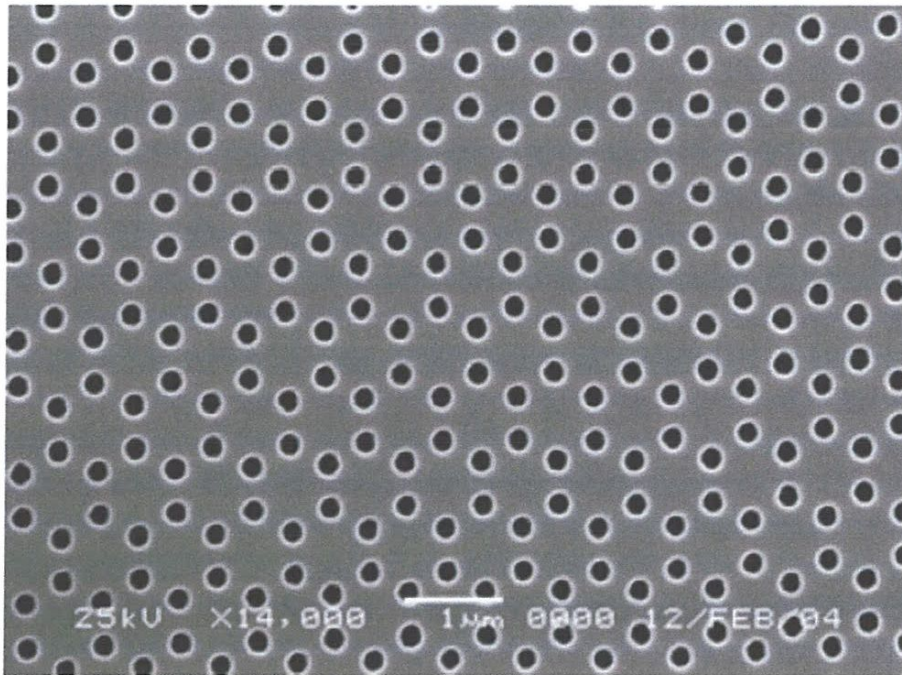


Figure II.15. Photo MEB d'une structure graphite réalisée sur l'InP [47]

II.4.2. Cristaux photoniques dans les polymères

Devenus l'élément essentiel d'un nombre très important d'objets, dans lesquels ils ont souvent remplacé les substances naturelles, les polymères désignent des matières abondantes et variées.

Un polymère est une macro-molécule, organique ou non, constituée de l'enchaînement répété d'un même motif ou monomère, tous reliés entre eux par des liaisons dites « covalentes ».

Un polymère peut être naturel ou obtenu par modification chimique d'un polymère naturel, mais il peut aussi être entièrement synthétisé par voie chimique par une réaction dite de « polymérisation ».

L'utilisation de polymères dans les dispositifs optoélectroniques, l'intégration de guides d'ondes sur des substrats de silicium pour l'optique intégrée et la commutation électro-optique dans les guides d'ondes au SiGe, sont d'actualité. Les polymères offrent un avantage certain pour la réalisation de composants à cristaux photoniques du fait de leur facilité d'usinage. Des structures photoniques sur des guides d'ondes polymères ont été réalisées avec des trous de diamètre 300 nm et période de 500 nm et une profondeur de 4 μm [48].

D'autres travaux sur les polymères ont permis de réaliser des structures avec une période de 430 nm et des diamètres de 190 nm [49] à la longueur d'onde télécoms de 1.55 μm .

II.4.3. Cristaux Photoniques dans les matériaux diélectriques

Le niobate de lithium est parmi les matériaux optiques les plus importants de par ses propriétés et de ses applications en optique intégrée. Certaines techniques utilisées pour structurer les semi-conducteurs comme le laser pulsé UV, le laser femto seconde, FIB, et la lithographie électronique sont en cours d'études afin de les adapter à la réalisation de structures photoniques sur le niobate de lithium et tantalate de lithium. D'autres diélectriques font aussi l'objet de travaux pour la réalisation de cristaux photoniques par l'adaptation de la gravure plasma par exemple sur le Ta₂O₅, le SiO₂ et le Nb₂O₅ [50, 51].

II.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons défini les cristaux photoniques comme étant des matériaux dont l'indice de réfraction est modulé selon une, deux ou trois dimensions. Nous avons également présenté les notions de bases associées aux cristaux photoniques (la symétrie, le paramètre du réseau, l'indice de réfraction effectif et le contraste d'indice de réfraction). Nous avons introduit aussi leurs propriétés physiques, notamment les relations de dispersion. Ces relations nous serviront par la suite pour étudier des phénomènes de propagation de la lumière particuliers. Enfin, nous avons présenté les différents matériaux employer pour la fabrication de ces structures (semi-conducteurs, les polymères, les matériaux diélectriques).

CHAPITRE III

Chapitre III

Méthodes de simulation disponibles pour un cristal photonique

Nous présentons dans ce chapitre deux méthodes numériques, qui sont plus employé pour la simulation de cristaux photoniques, elles sont classées suivant le domaine dans lequel elles opèrent, temporel ou fréquentiel. Nous allons voir dans la première partie la méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD), qui est basé sur la résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporelle. Nous introduirons ensuite, la deuxième méthode : la méthode des ondes planes (PWE), qui consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes.

III.1. Méthode de Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD)

III.1.1. Introduction

La méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été développée par Yee [52] en 1966 et ce n'est qu'en 1975 qu'une série d'articles préconisant ses futures applications sont apparus [53, 54, 55]. Grâce à ses avantages et à l'outil informatique devenant de plus en plus performant, la FDTD n'a cessé de gagner d'utilisateurs pour des applications de plus en plus variées. Elle peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma ...), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des objets pouvant constituer le système. Elle ne fait intervenir aucune inversion de matrice. Sa formulation théorique [56]

extrêmement simple fournit des prédictions d'une grande précision pour un large éventail de problèmes dans le domaine électromagnétique. Elle est large bande, une excitation impulsionnelle dans le domaine temporel suffit à donner la réponse d'un système sur une large bande de fréquences via une transformation de Fourier. Dans cette partie, nous exposerons les principes de la méthode FDTD.

III.1.2.Principe de base de la méthode

III.1.2.1. Equations de Maxwell

La méthode FDTD est basée sur la résolution numérique des équations de Maxwell. Ces dernières s'écrivent de la manière suivante:

$$\bullet \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = \overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III.1})$$

$$\bullet \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III.2})$$

Ces équations sont complétées par les deux relations caractérisant les milieux diélectriques et magnétiques: $\vec{B} = \mu \vec{H}$ et $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ où ε et μ désignent respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du milieu.

La méthode FDTD est basée essentiellement sur la discrétisation aux différences centrées des équations différentielles de Maxwell III.1 et III.2. Notons que les lois de Gauss pour les inductions électrique et magnétique sont implicites dans l'algorithme de la FDTD.

Rappelons que dans un espace cartésien de repère $(0, x, y, z)$, les équations différentielles de Maxwell s'écrivent:

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

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

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

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

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

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

Cristaux photonique bi-périodiques

Dans le cas où les cristaux photoniques sont périodiques suivant deux directions (x et y par exemple) et infini suivant la troisième direction (z), on peut distinguer deux types de propagation, propagation dans le plan (in-plane, k_z , nul) et hors plan (off-plane, k_z non nul). Le système d'équations précédent se simplifie selon le type de propagation.

Propagation in-plane : Polarisation TE et TM

Dans ce cas, la propagation se fait dans le plan et la variation des champs s'annule suivant la troisième direction. Le système d'équations (III.3.III.4.III.5.III.6.III.7 et III.8) se simplifie et se subdivise en deux sous-systèmes donnant naissance aux deux polarisations transverse électrique TE et transverse magnétique TM. Pour illustrer ce cas, supposons que le cristal est périodique suivant les directions x et y et est infini suivant z . Les dérivées par rapport à z s'annulent. Les équations (III.3.III.4.III.5.III.6.III.7 et III.8) impliquent:

$$\bullet \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{III.9})$$

$$\bullet \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (\text{III.10})$$

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

$$\bullet \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (\text{III.12})$$

$$\bullet \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (\text{III.13})$$

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

Remarquons que l'évolution de E_z , H_x et H_y est indépendante de celle de E_x , E_y et H_z . De ce fait résulte deux systèmes d'équations indépendants, l'un décrivant la polarisation TE et l'autre la polarisation TM.

Polarisation TE

Les composantes électriques sont transverses, elles sont dans le plan de périodicité du cristal photonique. La polarisation TE est définie par le système suivant:

$$\bullet \quad \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{III.15})$$

$$\bullet \quad \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (\text{III.16})$$

$$\bullet \quad \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (\text{III.17})$$

Polarisation TM

Dans ce cas ce sont les composantes magnétiques qui sont transverses. Cette polarisation est régie par le système suivant:

$$\bullet \quad \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{III.18})$$

$$\bullet \quad \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (\text{III.19})$$

$$\bullet \quad \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{III.20})$$

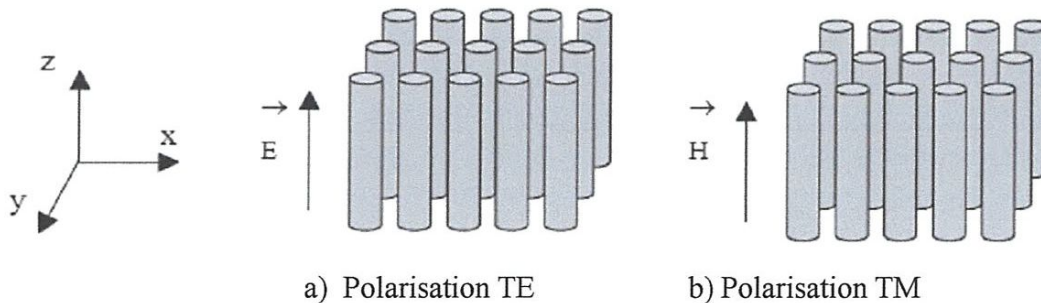


Figure. III.1. La polarisation TE et la polarisation TM.

Propagation off-plane

La propagation off-plane est caractérisée par une constante de propagation k_z non nulle suivant z . Dans ce cas les vecteurs champs électriques et magnétiques peuvent s'écrire comme suit:

$$\bullet \vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, t) \cdot \exp(ikzZ) \quad (\text{III.21})$$

$$\bullet \vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y, t) \cdot \exp(ikzZ) \quad (\text{III.22})$$

Dans ce cas, les dérivées par rapport à z dans le système d'équations de Maxwell (III.3.III.4.III.5.III.6.III.7 et III.8) sont calculées de manière analytique. Ce système devient:

$$\bullet \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(ikzEy - \frac{\partial Ez}{\partial y} \right) \quad (\text{III.23})$$

$$\bullet \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial Ez}{\partial x} - ikzEx \right) \quad (\text{III.24})$$

$$\bullet \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial Ex}{\partial y} - \frac{\partial Ey}{\partial x} \right) \quad (\text{III.25})$$

$$\bullet \frac{\partial Ex}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial Hz}{\partial y} - ikzHy \right) \quad (\text{III.26})$$

$$\bullet \frac{\partial Ey}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(ikzHz - \frac{\partial Hz}{\partial x} \right) \quad (\text{III.27})$$

$$\bullet \frac{\partial Ez}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial Hy}{\partial x} - \frac{\partial Hx}{\partial y} \right) \quad (\text{III.28})$$

Dans ce cas il n'est plus possible de séparer le système en deux sous-systèmes comme auparavant; les cas TE et TM se trouvent donc mélangés et ne peuvent pas être traités séparément.

III.1.2.2. Développement limité de Taylor

D'un point de vue numérique, l'utilisation d'expressions programmables passe par la discrétisation des formulations analytiques. Les dérivées spatiales et temporelles des équations de Maxwell peuvent être traitées numériquement par la technique des différences finies [57]. L'approximation des dérivées aux différents points de l'espace discret est réalisée par différenciation des valeurs des nœuds voisins ou point de dérivation. Soit $f(x)$ une fonction continue représentant une composante du champ électrique ou magnétique et dérivable en point de l'espace comme le montre la Figure.III.2.

Les développements limités en série de Taylor à droite et à gauche de x_0 avec un décalage de $\pm \Delta/2$ s'écrivent :

$$\bullet f\left(x_0 + \frac{\Delta}{2}\right) = f(x_0) + \frac{\Delta}{2} f'(x) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 f''(x) + \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta}{2}\right)^3 f'''(x) + \dots \quad (\text{III.29})$$

$$\bullet f\left(x_0 + \frac{\Delta}{2}\right) = f(x_0) - \frac{\Delta}{2} f'(x) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 f''(x) - \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta}{2}\right)^3 f'''(x) + \dots \quad (\text{III.30})$$

En utilisant les équations (III.29) et (III.30), limitées à l'ordre 2, la dérivée première de f au point x_0 peut être évaluée de manière centrée à l'ordre 2 comme suit :

$$\bullet \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x=x_0} = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta}{2}\right)}{\Delta} + O(\Delta^2) \quad (\text{III.31})$$

On obtient l'équation (III.31) en sommant les développements limités au troisième ordre de f en $x_0 + \frac{\Delta}{2}$ et $x_0 - \frac{\Delta}{2}$.

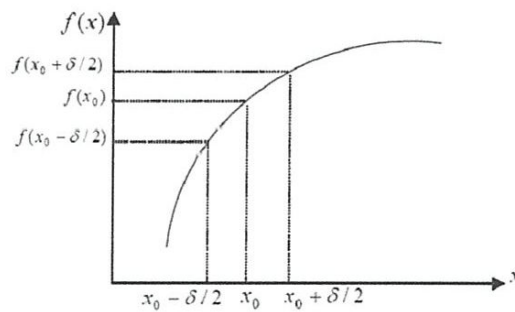


Figure.III.2. Principe de calcul de la dérivée première de $f(x)$ locale en x_0 .

III.1.3. Discrétisation des équations et algorithme de Yee

En pratique, on utilise une double discrétisation spatiale et temporelle des milieux continus par les différences finies, appliquée aux équations de Maxwell couplées, à l'aide de maillage par cellules élémentaires (cellules de Yee). Le domaine de calcul est subdivisé en cellules parallélépipédiques où les six composantes du champ électromagnétique sont "éclatées". A chaque arête du maillage, on associe la composante parallèle à l'arête du champ électrique régnant au milieu de l'arête. A chaque face du maillage, on associe la composante normale à la face du champ magnétique régnant au centre de la face comme le montre la Figure.III.3. On constate que les discrétisations spatiales des composantes des champs électrique et magnétique seront décalées d'un demi pas spatial ($\Delta/2$), avec $\Delta x = \Delta y = \Delta$. De la même manière les discrétisations temporelles des composantes des champs électrique et magnétique seront décalées d'un demi-pas temporel ($\Delta t/2$). En d'autres termes, le champ

électrique sera évalué aux instants $n\Delta t$, et le champ magnétique sera évalué aux instants $(n+1/2)\Delta t$, avec n étant un entier Figure.III.4.

En appliquant la méthode des différences finies centrées, la discrétisation des équations (III.32) et (III.33), respectivement au point $((i-1/2)\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$ à l'instant $(n-1/2)\Delta t$, et au point $((i-1/2)\Delta x, (j-1/2)\Delta y, k\Delta z)$ à l'instant $n\Delta t$, nous pouvons écrire:

$$\bullet E_x^n(i-1/2, j, k) = E_x^{n-1}(i-1/2, j, k) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon} \left[\frac{H_z^{n-1/2}(i-\frac{1}{2}, j+1/2, k) - H_z^{n-1/2}(i-1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n-1/2}(i-\frac{1}{2}, j, k+1/2) - H_y^{n-1/2}(i-1/2, j, k-1/2)}{\Delta z} \right] \quad (III.32)$$

$$\bullet H_z^{n+1/2}(i-1/2, j-1/2, k) = H_z^{n-1/2}(i-1/2, j-1/2, k) + \frac{\delta t}{\mu_0 \mu} \left[\frac{E_y^n(i, j-1/2, k) - E_y^n(i-1, j-1/2, k)}{\delta x} - \frac{E_x^n(i-1/2, j, k) - E_x^n(i-\frac{1}{2}, j-1, k)}{\delta y} \right] \quad (III.33)$$

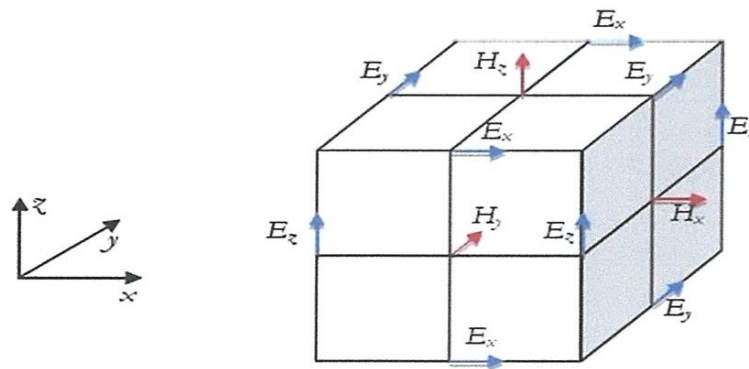


Figure. III.3. Cellule de Yee.

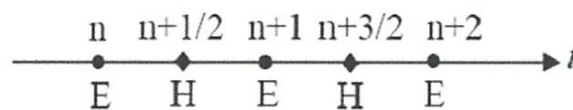


Figure.III.4. Discrétisation temporelle.

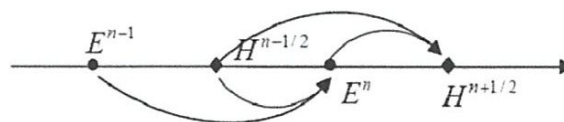


Figure.III.5. Schéma itératif : "saute mouton".

Les différentes composantes des champs sont donc évaluées en fonction des composantes voisines et antécédentes pour chaque pas temporel et pour chaque cellule de l'espace de modélisation, comme on peut le voir dans les équations (III.32) et (III.33) de mise à jour des composantes du champ électromagnétique. La solution (\vec{E}, \vec{H}) se construit ainsi de manière itérative dans le domaine temporel (Figure.III.5) On parle alors de schéma saute-mouton ("leap-frog"). En raison de limitations, tant en puissance de calcul qu'en capacité mémoire, il s'avère intéressant de modéliser des structures ou des matériaux à deux dimensions (2D). Cela revient à considérer que, quelle que soit la composante f des champs, $\frac{\partial f}{\partial z} = 0$. D'un point de vue physique, la structure 2D considérée est en fait une structure 3D dont les propriétés électromagnétique sont invariantes selon l'axe z (symétrie axiale). Ce point sera discuté ultérieurement dans les hypothèses physiques des calculs des chapitres suivants. En 2D, les modes TE , (E_x, E_y, H_z) et TM (H_x, H_y, E_z) sont indépendants.

III.1.4. Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee

Comme tous les schémas explicites, le schéma de Yee [52] est soumis à une condition de stabilité fixant le pas temporel à partir de la discrétisation initiale de l'espace de simulation. Les problèmes de stabilité des méthodes numériques explicites ont été analysés en détail par Courant, Friedrich et Lewy (CFL) [58], ainsi que par Von Neumann, à partir d'une approche mathématique rigoureuse. Taflove [59] a notamment appliqué l'approche de type CFL à la méthode FDTD. Le critère CFL donné par l'inégalité (III.34), permet de palier à la divergence des calculs engendrée par l'approximation des dérivées.

$$\Delta t \leq \frac{1}{c\sqrt{(1/\Delta x)^2 + (1/\Delta y)^2 + (1/\Delta z)^2}} \quad (\text{III.34})$$

Avec $c = 3.10^8 \text{ m/s}$ désignant la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique dans le vide.

Dans le cas d'un maillage uniforme $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta$, l'inégalité (III.34), se réduit à :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c\sqrt{3}} \Delta \quad \text{à 3D} \quad (\text{III.35})$$

$$\Delta t \leq \frac{1}{c\sqrt{2}} \Delta \quad \text{à 2D} \quad (\text{III.36})$$

Ce critère de stabilité reste adéquat pour la plupart des milieux (diélectrique, magnétique, dispersif, avec ou sans pertes), car la vitesse de phase est inférieure à c dans ces milieux. Cette condition se comprend assez intuitivement : il faut que le pas temporel soit suffisant pour permettre de décrire la propagation de l'onde d'un nœud au nœud le plus proche distant de Δ . Plus le maillage spatial sera fin et plus le nombre d'itérations pour décrire un temps T de propagation sera important.

III.1.5. Maillage FDTD

La précision des résultats FDTD dépend directement de la qualité de la discrétisation spatiale des équations de Maxwell. En effet, plus le maillage est fin plus les résultats sont précis. Toutefois, il n'est pas tout le temps possible de mailler de manière fine partout à cause des limitations de calcul et de mémoire dont disposent les systèmes de calcul numériques. En fonction du circuit à analyser, de ses dimensions et de la précision souhaitée, différents types de maillage peuvent être utilisés. Pour les circuits où les dimensions des différents composants sont du même ordre de grandeurs, le maillage uniforme est le plus approprié, pour des problèmes où le besoin de mailler plus finement dans une ou plusieurs volumes particuliers se présente, le sous maillage peut être utilisé. Lorsque les dimensions de la structure varient beaucoup, comme pour une rectenna, le maillage non uniforme, est plus adapté. D'autres types de maillages ont été développés pour analyser des structures particulières. La figure III.6 montre les deux maillages orthogonaux, uniformes et non-uniformes, retenus dans le cadre de ce travail de thèse.

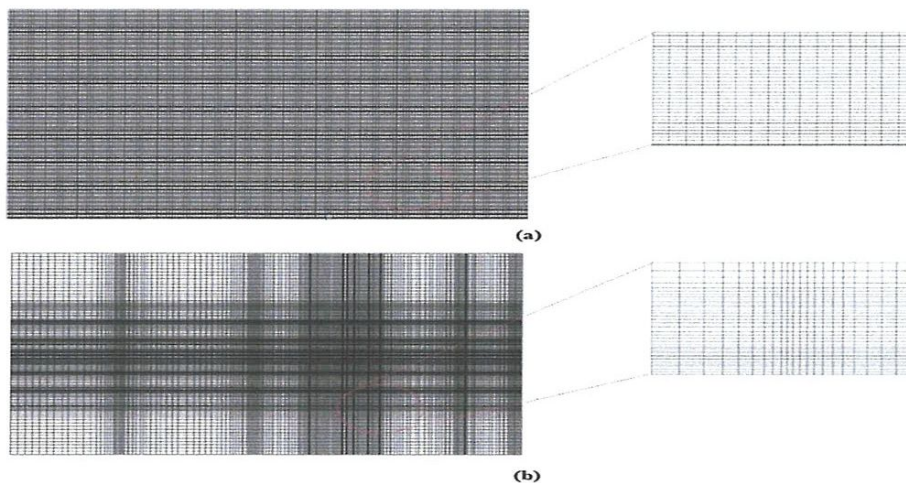


Figure III.6. Maillages FDTD. (a) Uniforme. (b) Non uniforme. [60]

III.2. Méthode des ondes planes (PWE)

III.2.1. Introduction

La méthode de développement en ondes planes (ou PWE plane Wave expansion), introduite en acoustique par Economou en 1993, permet de calculer rapidement les relations de dispersion des cristaux phononiques parfaits. A l'origine, cette méthode vient du monde de la physique des solides, puisqu'elle est inspirée de la méthode dite Augmented Plane wave Method (APW), qui a rencontré un grand succès pour les calculs des structures de bande.

III.2.2. Théorie de la méthode :

Cette méthode, basée sur la résolution des équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel [61] [62], est l'une des méthodes les plus utilisées pour le calcul de structure de bandes photoniques. Pour la décrire, supposons que les composantes électromagnétiques ont une dépendance harmonique en temps de type $\exp(-i\omega t)$. Les équations de Maxwell différentielles s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = i\omega\mu_0\vec{H} \quad (\text{III.37})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = -i\omega\epsilon_r(\vec{r})\epsilon_0\vec{E} \quad (\text{III.38})$$

Avec μ_0 et ϵ_0 sont respectivement la perméabilité magnétique et la permittivité diélectrique du vide, $\epsilon_r(\vec{r})$ étant la fonction diélectrique du cristal photonique. Des deux équations de Maxwell précédentes découle l'équation d'onde suivante :

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} \quad (\text{III.39})$$

C : est la vitesse de la lumière dans le vide qui est donnée par : $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$

Compte tenu de la périodicité de la permittivité, d'après le théorème de Bloch, le champ électromagnétique peut être développé en ondes planes comme suit :

$$H(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \sum_{\lambda=1,2} h_{G\lambda} \vec{e}_\lambda \exp(i(\vec{K} + \vec{G}) \cdot \vec{r}) \quad (\text{III.40})$$

De même pour la fonction diélectrique

$$\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} \epsilon_r^{-1}(\vec{G}) \exp(i\vec{G}\vec{r}) \quad (\text{III.41})$$

Où \vec{K} est le vecteur d'onde appartenant à la première zone de Brillouin et le \vec{G} vecteur du réseau réciproque, \vec{e}_1 et \vec{e}_2 étant les vecteurs unitaires perpendiculaires aux vecteurs $(\vec{K} + \vec{G})$.

En injectant (III.40) et (III.41) dans (III.39), on arrive à l'équation matricielle suivante :

$$\sum_{\vec{G}} |\vec{K} + \vec{G}| |\vec{K} + \vec{G}'| \epsilon_r^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') \begin{pmatrix} \vec{e}_2 \cdot \vec{e}'_2 & -\vec{e}_2 \cdot \vec{e}'_1 \\ -\vec{e}_1 \cdot \vec{e}'_2 & \vec{e}_1 \cdot \vec{e}'_1 \end{pmatrix} h_{G\lambda'} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 h_{G\lambda'} \quad (\text{III.42})$$

La résolution de (III.42) peut se faire en utilisant la méthode de diagonalisation. Pour différentes valeur du vecteur d'onde on peut obtenir une série de fréquences propres (valeurs propres de la matrice) qui va constituer la structure de bande photonique. Cette méthode est bien adaptée à l'étude de cristaux photoniques infiniment périodiques, elle a été utilisée par plusieurs auteurs pour la détermination de la bande interdite photonique des structures triangulaires bidimensionnelles ainsi que la structure du graphite. Cependant elle reste inadapté pour le calcul de la transmission à travers un cristal fini et à l'étude des défauts de périodicité.

III.2.3. Principes

Les ondes planes sont des solutions de l'équation de Helmholtz homogène et forment une base dans laquelle sont représentés les champs du milieu périodique.

Chacun des champs électrique et magnétique est décomposé en des termes des composantes de la série de Fourier le long des vecteurs du réseau réciproque. De même, la permittivité diélectrique (qui est périodique le long des vecteurs du réseau réciproque pour les cristaux phononiques) est décomposée en composantes d'une série de Fourier.

$$\frac{1}{\epsilon_r} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} K_m^{\epsilon_r} e^{-j\vec{G}_m \cdot \vec{r}} \quad (\text{III.43})$$

$$E(\omega, \vec{r}) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} K_n^{E_y} e^{-j\vec{G}_n \cdot \vec{r}} e^{-j\vec{K}\vec{r}} \quad (\text{III.44})$$

Où les coefficients de la série de Fourier sont les nombres K indicés par m et n respectivement, et les vecteurs du réseau réciproque sont donnés par \vec{G} . Dans le modèle réel, la gamme des composantes considérées est réduite à $\pm N_{max}$, au lieu d'être considérée comme une onde idéale, infinie.

En utilisant ces décompositions dans les relations en boucle comme

$$\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \nabla \times \nabla \times E(\vec{r}, \omega) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 E(\vec{r}, \omega) \quad (\text{III.45})$$

et en simplifiant avec la condition d'une région sans source, linéaire et non dispersive, on obtient les relations aux valeurs propres qui peuvent être résolues.

III.2.4. Conclusion

Vu l'intérêt croissant des structures périodiques, les méthodes numériques ne cessent de se développer. Dans ce chapitre, notre choix est porté sur deux méthodes, pour étudier le comportement des ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques, dont la première méthode était bien connue dans des laboratoires de simulation électromagnétique : la méthode de différences finies dans le domaine temporel FDTD, qui est basé sur la résolution des équations de Maxwell et le développement de Taylor, cette méthode nécessite une discrétisation spatiale et une autre temporelle. Tandis que la deuxième méthode (PWE) consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. Cette dernière méthode est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes de cristaux photoniques parfaitement périodiques.

CHAPITRE IV

Chapitre IV

Simulation d'un commutateur tout optique basé sur un coupleur directionnel en cristaux photoniques 2D

L'objectif de ce chapitre est de simuler un commutateur tout-optique basé sur un coupleur directionnel en cristal photonique bidimensionnelle. Dans la première partie nous allons utiliser la méthode des ondes planes (PWE) pour déterminer la meilleure structure, puis dans la deuxième partie nous allons utiliser cette structure pour la conception d'un commutateur tout optique à base d'un coupleur directionnel en CP 2D. Enfin, la propagation de la lumière dans ce composant est présentée en utilisant la méthode de différence finie FDTD.

IV.1.Introduction

Tous les commutateurs optiques sont été soumis à une étude approfondie au cours des dernières années en raison de leurs aptitudes potentielles pour le système optique et réseau applications. Plusieurs méthodes ont été signalées à contrôler les propriétés de propagation des dispositifs optiques, utilisant des effets et des matériaux non linéaires. Les structures de cristaux photoniques non linéaires sont les meilleurs candidats pour ces dispositifs [63-64].

Un commutateur tout optique fabriqué par coupleur directionnel non linéaire de guide d'onde sa été principalement proposé par Jensen [65].

En outre, l'une des applications les plus importantes de photonique structure cristalline et leur capacité à réaliser des dispositifs optiques compacts, ce qui serait un facteur important dans les circuits optiques intégrés [66-67]. Les coupleurs directionnels à cristaux photoniques

ont impressionné de nombreux chercheurs en raison de leur petite taille, longueur de couplage particulièrement courte et un taux d'extinction élevé[68,69]. Ces dispositifs exécutent différentes fonctions dans des circuits optiques, comprenant le fractionnement de la puissance et la combinaison[70-71], le couplage sélectif en longueur d'onde, de filtres optiques[72], les résonateurs [73] et de commutation[74,75]. Dans ce chapitre un commutateur tout optique basé sur coupleur directionnel non linéaire est simulé.

IV.2.Principe de coupleur directionnel

Dans les réseaux de fibres optiques, les coupleurs permettent de distribuer le signal optique reçu vers plusieurs fibres ou acheminent le signal de plusieurs fibres vers une seule.

On les utilise aussi pour prélever une partie de la puissance optique afin de surveiller sa stabilité ou pour mesurer des réflexions [76].

Les coupleurs on la possibilité de modifier la puissance transmise sur chaque bras en modifiant la longueur de couplage.

Un coupleur directionnel est composé de guides droits qui se rapprochent progressivement par le biais de guides en S (sbend). Lorsque deux guides monomodes identiques sont très éloignés l'un de l'autre, il n'y a pas d'interaction entre eux. Les deux guides ne se "voient" pas. Par contre, si les guides sont suffisamment proches, les parties évanescentes des modes guidés vont se recouvrir, on parle alors de modes couplés : le mode du guide voisin excité, récupère tout ou une partie de la puissance disponible. Ce phénomène d'échange d'énergie entre les guides est périodique. La période spatiale de l'oscillation d'énergie dans un guide et le coefficient de couplage par unité de longueur dépendent du degré avec lequel la partie évanescente du mode guidé pénètre dans l'autre guide.

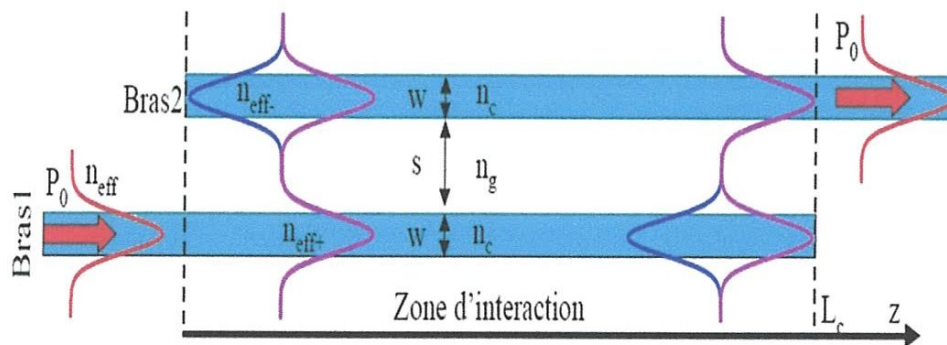


Figure IV.1. Principe de fonctionnement d'un coupleur directionnel. n_c est l'indice dans les couches inférieures et supérieures, n_g est l'indice du guide, n_{eff} est l'indice effectif.

On peut caractériser le système à deux guides (monomodes) par deux supers modes pairs et impairs d'indices efficaces n_{eff^-} et n_{eff^+} (voir figure IV.1.). Les deux modes ont des indices effectifs différents ce qui introduit une différence de vitesse de propagation. Des interférences intermodales alternativement constructives et destructives provoquent le transfert d'intensité lumineuse d'un guide vers l'autre. Pour une longueur de couplage importante, le recouvrement est suffisamment faible pour que les deux modes interfèrent totalement. Dans cette configuration, la longueur de couplage totale L_c [77] est définie par :

$$L_c = \frac{\lambda}{2 \cdot \Delta n} \dots \dots \dots (IV.1)$$

Avec Δn , la différence d'indice entre les guides effectifs du mode symétrique et du mode antisymétrique qui dépend entre autre de la distance de couplage.

Si la longueur de propagation z , parcourue par la lumière à travers le coupleur directionnel, est égale à une fois ou un nombre impair de fois la longueur de couplage, l'énergie est transférée du bras d'injection vers le second.

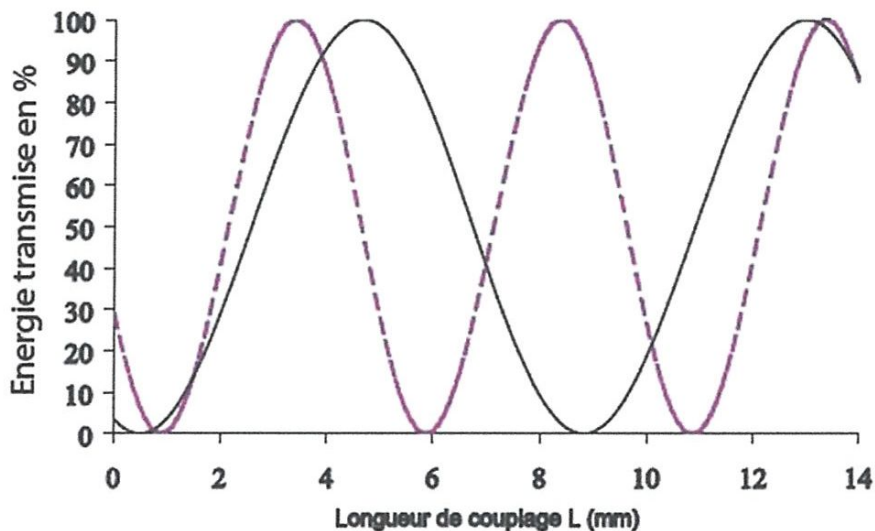


Figure IV.2. Répartition de l'intensité lumineuse dans un coupleur direct, en fonction de la longueur de couplage

De façon similaire, si la distance z est égale à un nombre pair de fois la longueur de couplage, l'intensité lumineuse sera complètement revenue dans le premier guide après avoir été transféré dans le guide adjacent.

P_1 et P_2 sont les puissances normalisées associées respectivement au bras supérieur et au bras inférieur : $P_1 + P_2 = 1$. Dans la situation de faible couplage, d'après la théorie des modes couplés [78], la puissance normalisée P_2 à la sortie du guide 2 est donnée par la relation suivante :

$$P_2 = \sin^2 \left[\frac{\pi.L}{2.L_c} \right] \dots \dots \dots (IV.2)$$

La figure IV.1 illustre la distribution d'intensité lumineuse entre les bras d'un coupleur directionnel pour différentes longueurs d'ondes.

IV.3. Structure d'un commutateur tout optique basé sur un coupleur directionnel en cristaux photoniques 2D

La structure de commutateur tout optique basée sur un coupleur directionnel à cristal photonique est montrée dans la figure IV.3. Elle est sous forme d'un réseau hexagonal des tiges en nitrure de silicium dans l'air. Le coupleur directionnel est obtenu en créant deux guides d'ondes l'un à côté de l'autre dans la direction Γ K, séparé par une seul rangé de tiges qui ont des rayons plus petits [79]. Cette rangé central a un rôle important sur l'effet de non-linéarité causé par le signal de pompe à haute puissance. La réduction des rayons de la rangé central des tiges mène à la création d'un mode de propagation dans le diagramme de dispersion, ce mode à une fréquence bas. La lumière se propageant dans l'un des guides est vue comme la superposition des supermodes pair et impair du coupleur. Les deux supermodes ont des constantes de propagation différentes. Si la différence de phase entre les deux supermodes est un multiple impair de π , la lumière va pouvoir être transmise d'un guide vers l'autre au bout d'une longueur L_c appelée longueur de couplage. La lumière reviendra ensuite dans le guide initial au bout de $2L_c$, et ainsi de suite. Dans notre structure proposée le rayon des tiges central égale à $0,14a$.

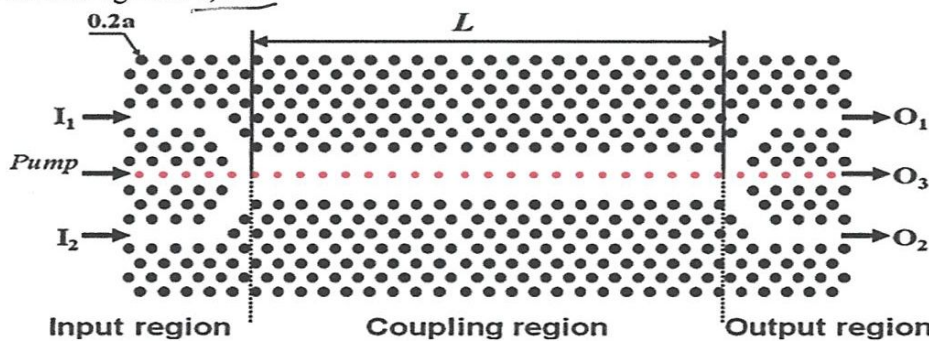


Figure IV.3. Schéma d'un commutateur à base d'un coupleur directionnel en cristaux photoniques 2D. La longueur de la région de couplage est L [79].

IV .4.Résultats de Simulation et discussion :

IV.4.1. Etude de structures à bandes interdites photoniques dans le nitrure de Silicium

A l'heure actuelle, on ne sait pas quel matériau est le plus adapté aux nanotechnologies pour la réalisation des cristaux photoniques mais parmi les matériaux d'indice de réfraction élevé, le nitrure de silicium semble être très approprié : en effet, Le nitrure de silicium (Si_3N_4) est un matériau largement développé dans le domaine de la microélectronique, où il a été employé pour diverses applications comme isolant pour des transistors à films minces ou comme couche de passivation. Sa bande interdite importante ainsi que son fort indice de réfraction lui confèrent des propriétés intéressantes pour l'optique intégrée. Ainsi, de nombreux travaux ont déjà porté sur la mise au point de guides d'ondes et de composants optiques à base de nitrure de silicium.

Pour obtenir les diagrammes de bandes interdites photoniques des cristaux photoniques étudiés, la méthode des ondes planes(PWE) a été employée. Les simulations numériques sont réalisées pour les deux modes de propagation TE et TM en utilisant deux géométries du réseau (carrée et hexagonale).

IV.4.1.1.Structure carrée

Tout d'abord, l'analyse a été faite pour un cristal photonique 2D composée d'un réseau carré de tiges de nitrure de silicium dans l'air en utilisant la méthode PWE.

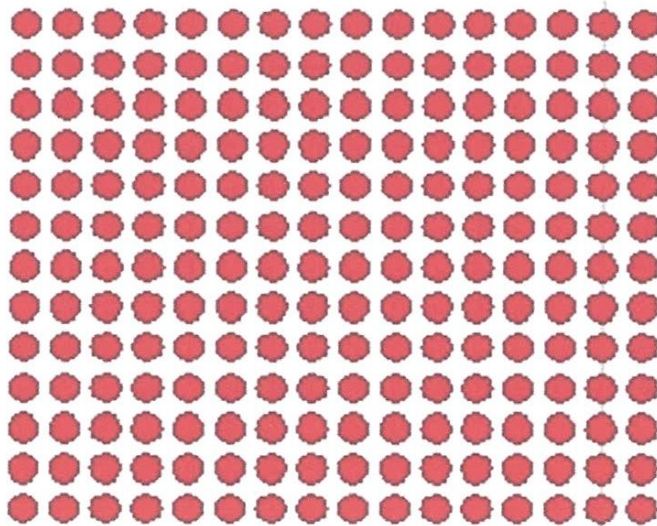


Figure IV.4.Cristaux photoniques sous forme d'un réseau carré en nitrure de silicium.

Les calculs ont été réalisés en faisant varier le vecteur d'onde (Module et direction) suivant les directions de hautes symétries de la 1^{ère} zone de Brillouin. Dans le cas d'un réseau carré, le chemin est donc : $\Gamma \rightarrow X \rightarrow M \rightarrow \Gamma$ (figure IV.5.).

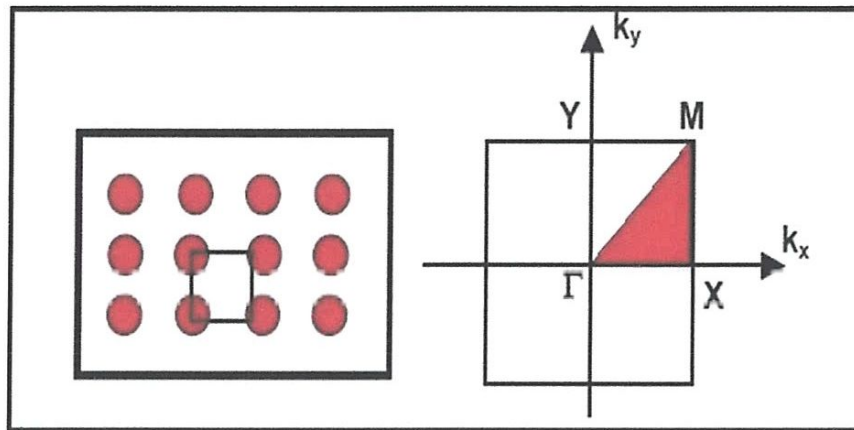


Figure IV.5. Variation du vecteur d'onde pour le réseau carré.

IV.4.1.1.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)

Le diagramme de bande représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui-ci.

A deux dimensions, il est nécessaire de considérer deux directions de propagation différentes: TE (avec le champ E perpendiculaire à l'axe des tiges) et TM (où E est parallèle à l'axe des tiges). Ces deux polarisations sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bande indépendants. Il n'existe donc pas forcément une bande interdite dans les deux cas.

Il existe de nombreux degrés de liberté lors de la conception d'un cristal photonique 2D. En particulier, il est possible pour un type de réseau choisi d'ajuster le paramètre de rayon et le pas de réseau. Ces deux paramètres influencent directement sur les propriétés et l'allure du diagramme de bandes associé au cristal photonique réalisé, en particulier la largeur et la position de la bande interdite.

Les diagrammes de bande interdite photonique des structures étudiées qui correspondent à une matrice bidimensionnelle des tiges de nitrure de silicium dans l'air sont représentés par les

figures IV 6,7 avec un rapport $r/a = 0.36$. Pour le mode TM on remarque une BIP d'une largeur de $[0.3744 \text{ à } 0.3637]$, tandis que pour le mode TE on remarque l'absence totale de BIP.

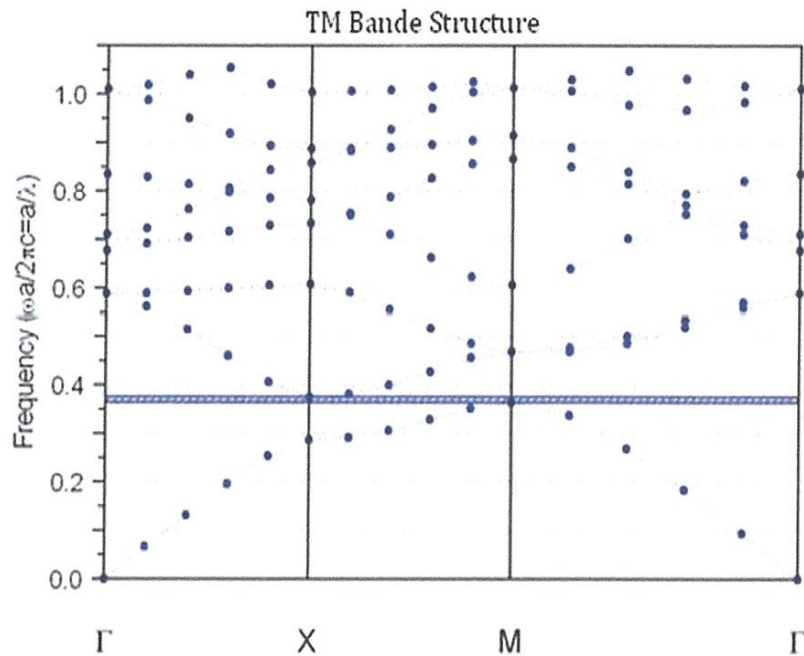


Figure IV.6. Diagramme de bandes interdites d'un réseau carré en mode TM, avec un rapport $r/a=0.36$.

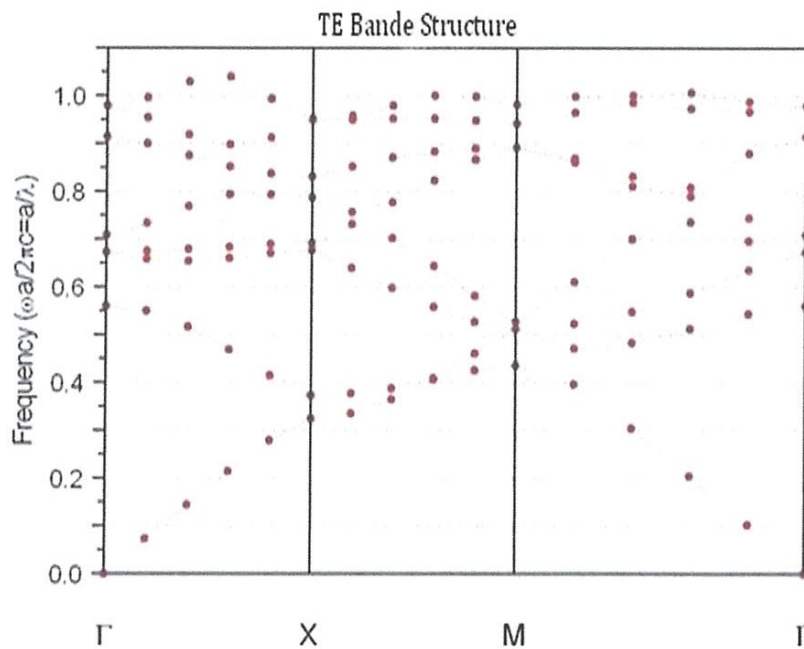


Figure IV.7. Diagramme de bandes interdites d'un réseau carré en mode TE, avec un rapport $r/a=0.36$.

IV.4.1.1.2. Carte des bandes interdites

Une étude détaillée a été réalisée sur l'évolution de la bande interdite et de sa largeur en fonction du rapport du rayon des tiges sur la période des motifs de la structure (r/a). La figure IV.8, représente les différentes bandes interdites en fréquence normalisée $\omega a/2\pi c$ (ou a/λ) pour les deux modes (TE et TM) en fonction du rapport r/a .

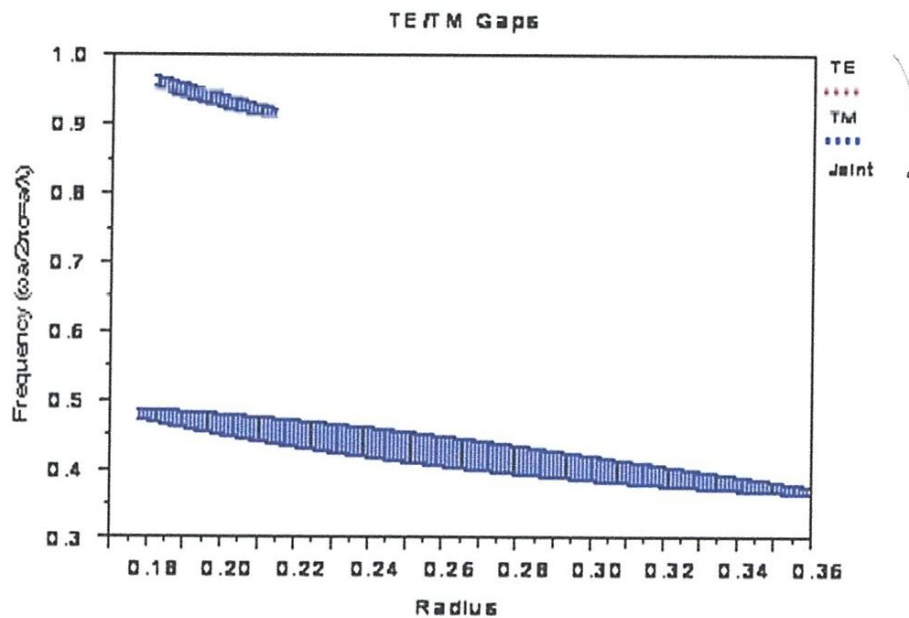


Figure IV.8. Carte des bandes interdites d'une structure carré de tiges en nitrure de silicium en mode TE et TM, notons la présence de deux bandes TM.

D'après la carte nous remarquons la présence de deux bandes interdites TM assez différentes l'une de l'autre. La première bande est comprise entre $[0.182, 0.214]$, tandis que la deuxième s'étale sur une valeur large de $[0.18 \text{ à } 0.36]$.

IV.4.1.1.3. Effet de rayon « r » en mode TM

Pour déterminer l'influence des rayons des tiges, nous nous sommes servis d'outils graphiques pour tracer les courbes dans le mode TE et TM, pour le mode TM, on varier le rayon des tiges de $r=0.10$ au 0.60 , pour une période $a=1\mu\text{m}$. Les résultats ainsi obtenue sont représenté par la figure IV.9 pour le mode TM.

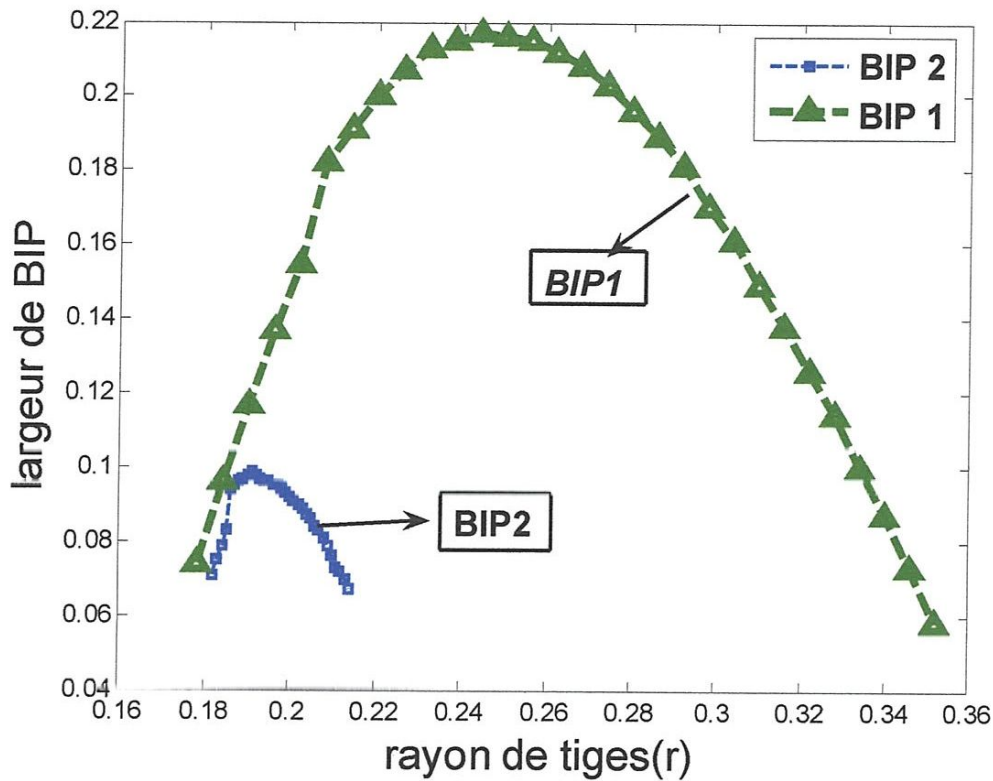


Figure IV.9. Variation de la largeur de deux bandes interdites photoniques (BIP) en fonction du rayon (r) (en mode TM) pour un cristal photonique constitué en réseau carré de tiges de nitrure de silicium dans l'air.

On remarque l'existence de deux bandes interdites en vert et en bleu qui sont apparues respectivement à $r=0,1$ et $r=0,182$ puis on voit que la largeur des BIPs augmentent proportionnellement en fonction de rayon de tiges (r), ou elle est maximale à « r » optimal égal $0,26$ pour la première bande et « r » optimal égal $0,192$ pour la deuxième, ensuite elles commencent à décroître à partir de $r=0,27$ jusqu'à disparition à 0 , pour la bande verte et $r=0,193$ jusqu'à $0,215$ pour la bande en bleu.

A partir de ce graphique on peut déduire que le rayon de tiges (r) d'un cristal photonique constitué un réseau carré de nitrure de silicium dans l'air a un effet sur la largeur de bande interdite photonique.

Pour le mode TE, aucune apparition de BIP par l'effet rayon. Tandis que dans la structure carrée de tiges l'Effet de la période « a » n'a aucune influence sur la bande interdite photonique.

IV.4.1.2. Structure hexagonale

Une autre analyse a été effectuée pour la structure hexagonale, c'est à dire les cristaux photoniques composés de tiges de nitrure de Silicium dans l'air comme montre la figure IV.10 en utilisant la même méthode PWE.

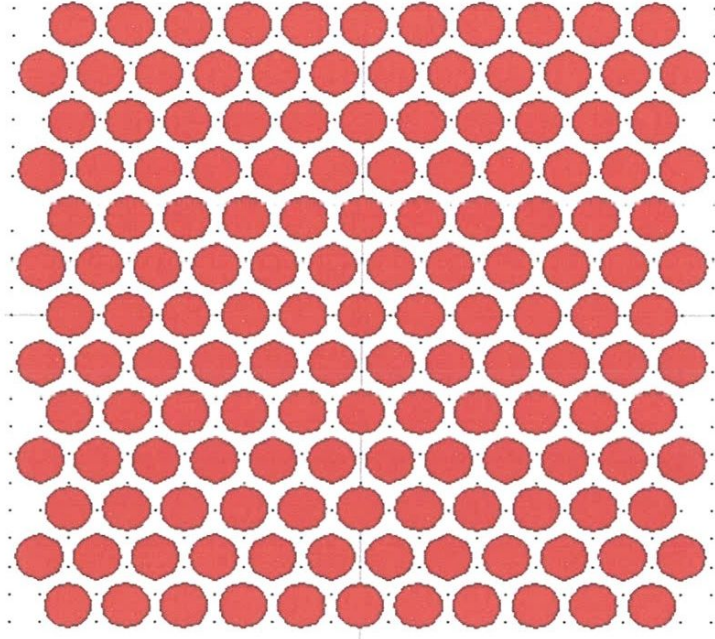


Figure IV.10. Cristaux photoniques sous forme d'un réseau hexagonale des tiges de nitrure de silicium dans l'air.

Le calcul des diagrammes de bande en TE et TM est réalisé en faisant varier le vecteur d'onde le long des axes de plus haute symétrie de la première zone de Brillouin, $\Gamma \rightarrow \mathbf{P} \rightarrow \mathbf{Q} \rightarrow \Gamma$ (figure IV-11).

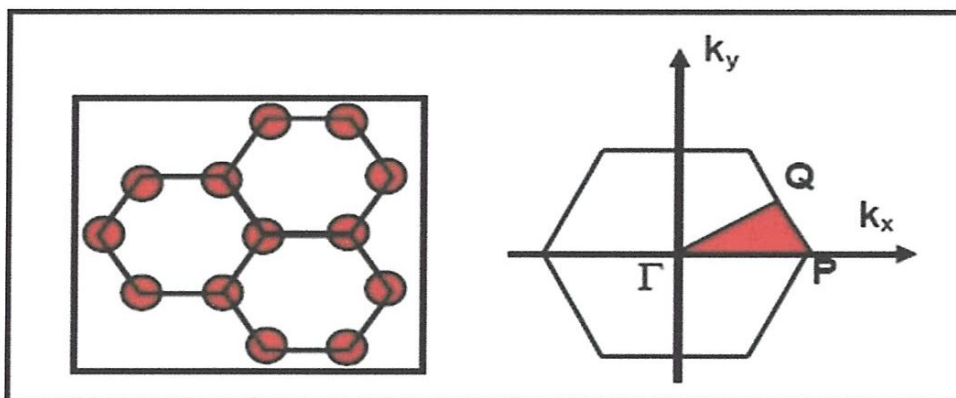


Figure IV.11. Variation du vecteur d'onde pour un réseau hexagonal.

IV.4.1.2.1. Diagramme de bandes en mode transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM)

Les bandes en pointillés rouge correspondent aux modes propres ayant une polarisation Transverse Électrique (TE), les bandes en pointillés bleu aux modes propres ayant une polarisation Transverse Magnétique (TM).

Pour interpréter le diagramme de bande, il convient tout d'abord de prendre en compte l'influence de la polarisation de la lumière. En effet selon que l'on considère la polarisation Transverse Électrique (TE) ou Transverse Magnétique (TM) les bandes interdites seront différentes.

On résulte un cristal photonique en nitrure de silicium peut également présenter une bande interdite dans une des directions du réseau (polarisation TM)(Figure IV.12) mais pas dans les autres (polarisation TE) (Figure IV.13).

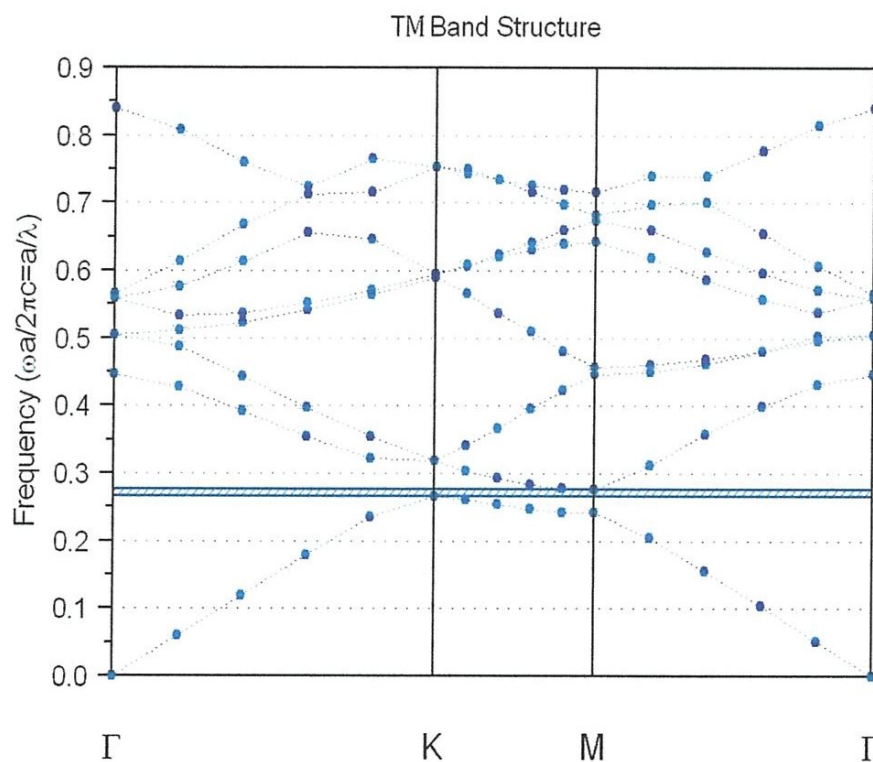


Figure IV.12. Diagramme de bandes interdites d'un réseau hexagonal de tiges en mode TM, pour un rapport $r/a=0.20$.

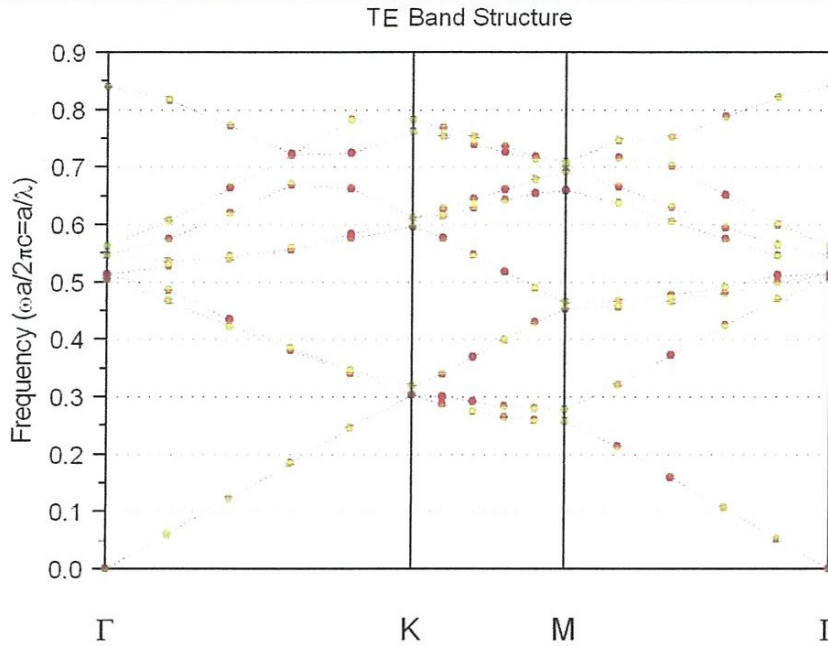


Figure IV.13. Diagramme de bandes interdites d'un réseau hexagonale de tiges en mode TE, pour un rapport $r/a=0.20$.

IV.4.1.2.2. Carte des bandes interdites

De la même manière que précédemment, le calcul des différents diagrammes de bandes interdites de structure hexagonale pour différents rayons des tiges (r), nous a permis de tracer la carte des bandes pour les deux modes de propagation (Figure IV.14).

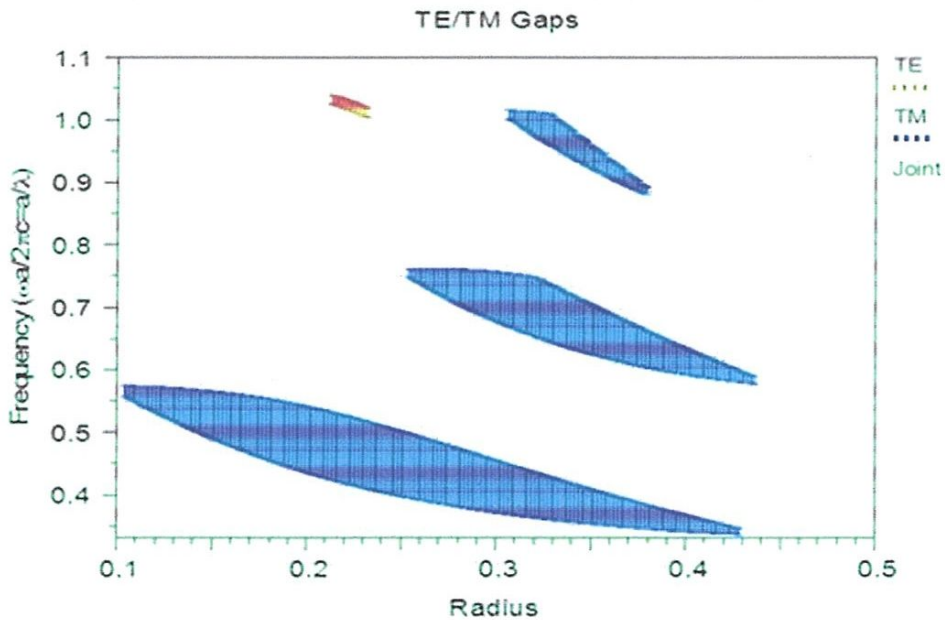


Figure IV.14. Carte des bandes interdites d'une structure hexagonale de tiges en nitrure de silicium en mode TE et TM, notons la présence de trois bandes TM et une bande TE plus petite.

On remarque la présence de quatre bandes interdites, trois en mode TM et une bande en mode TE assez petite. Pour cette raison on s'intéresse seulement aux BIPs en mode TM. La première BIP a une largeur varie de 0,11 à 0,43, et la largeur de deuxième BIP est comprise entre [0,26-0,42] alors que la largeur de troisième BIP est comprise entre [0.31 à 0.37].

On résulte que la première BIP est la plus importante, car elle présente une BIP plus large que les autres BIP, cette dernière permet une bonne capacité à interdire la propagation de la lumière.

IV.4.1.2.3.Effet de rayon « r » de tiges en mode TM

L'évolution de la largeur de trois BIP en mode TM de la structure hexagonale est représentée sur la figure IV.15.

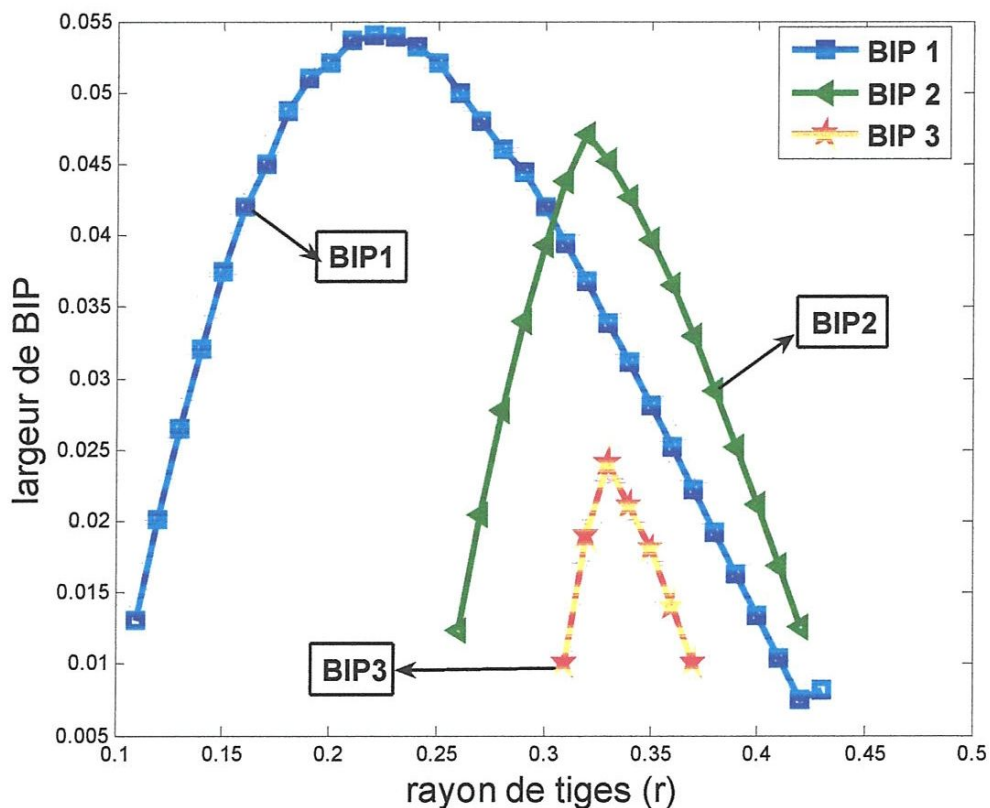


Figure IV.15. Variation de largeur des trois bandes interdites photoniques (BIP) en fonction du rayon (r) (en mode TM) pour un cristal photonique constituant en réseau hexagonale de tiges dans le nitrure de silicium.

Pour le mode TM on voit l'apparition de trois BIP a : $r=0.11$ pour la première BIP en bleu, $r=0.26$ pour la deuxième BIP en vert et $r=0.31$ pour la troisième BIP en rouge. Ces BIP augmentent progressivement jusqu'à atteindre des largeurs maximales qui correspondent aux rayons optimaux. Ces rayons optimaux ont une valeur 0.22, 0.32 et 0.3 pour les BIP 1, 2 et 3 respectivement. Ainsi pour ces trois rayons optimaux se situe une BIP assez large. Ensuite la largeur de BIP commence à décroître à partir de $r=0.23$, jusqu'à disparition totale à $r=0.44$ pour la première BIP, et $r=0.33$ jusqu'à $r=0.42$ pour la deuxième BIP et $r=0.34$ jusqu'à $r=0.38$ pour la troisième BIP (Figure IV-15).

Dans le cas d'une polarisation TE, le rayon des tiges n'a pas d'effet car on a l'apparition d'une bande interdite négligeable par rapport aux autres BIP TM apparues.

Concernant l'effet de la période « a » on constate l'apparition de BIP non efficace dans les deux modes TE et TM.

Le réseau hexagonal présente une amélioration importante par rapport au réseau carré notamment par la présence d'une large bande interdite (TM). Cela est la raison principale pour laquelle ce type de CP est employé pour la simulation du commutateur dans notre mémoire.

IV.4.2. Etude de propagation de la lumière

Dans la deuxième partie, nous avons simulé la propagation de la lumière dans la structure présentée dans la figure IV.16 par la méthode de différence finie dans le domaine temporel (FDTD).

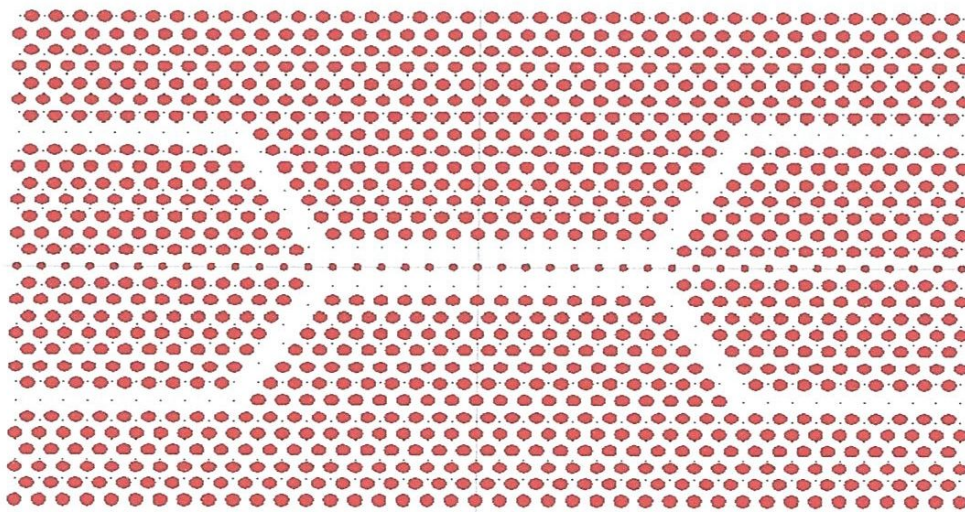


Figure IV.16. Schéma d'un commutateur à base d'un coupleur directionnel en CP 2D.

Pour le mode TM on voit l'apparition de trois BIP a : $r=0.11$ pour la première BIP en bleu, $r=0.26$ pour la deuxième BIP en vert et $r=0.31$ pour la troisième BIP en rouge. Ces BIP augmentent progressivement jusqu'à atteindre des largeurs maximales qui correspondent aux rayons optimaux. Ces rayons optimaux ont une valeur 0.22, 0.32 et 0.3 pour les BIP 1, 2 et 3 respectivement. Ainsi pour ces trois rayons optimaux se situe une BIP assez large. Ensuite la largeur de BIP commence à décroître à partir de $r=0.23$, jusqu'à disparition totale à $r=0.44$ pour la première BIP, et $r=0.33$ jusqu'à $r=0.42$ pour la deuxième BIP et $r=0.34$ jusqu'à $r=0.38$ pour la troisième BIP (Figure IV-15).

Dans le cas d'une polarisation TE, le rayon des tiges n'a pas d'effet puisque on remarque juste une petite apparition d'une bande interdite qui est négligeable par rapport aux autres BIP TM apparues.

Concernant l'Effet de la période « a » on constate aucune apparition de BIP dans les deux modes TE et TM, donc la période « a » n'a pas d'influence sur la bande interdite photonique.

Le réseau hexagonal présente une amélioration importante par rapport au réseau carré notamment par la présence d'une large bande interdite (TM). Cela est la raison principale pour laquelle ce type de CP est employé pour la simulation du commutateur dans notre mémoire.

IV.4.2. Etude de propagation de la lumière

Dans la deuxième partie, nous avons simulé la propagation de la lumière dans la structure présentée dans la figure IV.16 par la méthode de différence finie dans le domaine temporel (FDTD).

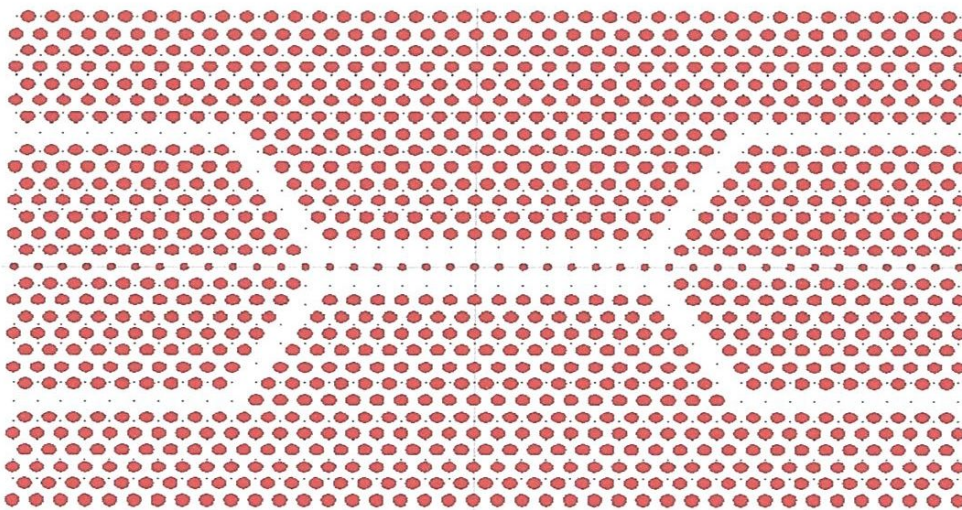


Figure IV.16. Schéma d'un commutateur à base d'un coupleur directionnel en CP 2D.

Afin de démontrer la performance de commutation de ce dispositif, nous avons simulé l'état linéaire, d'où l'indice de réfraction de la rangée centrale reste inchangée pendant le guidage de l'onde lumineuse. Donc pour le cas linéaire, tel que représenté dans la figure IV.17 ou le signal de contrôle n'est pas introduit dans la rangée centrale, le coupleur est prévu pour fonctionner à l'état normale, cela signifie que l'onde lumineuse d'entrée, I1, avec la fréquence appropriée est guidé au port O1.

En choisissant la fréquence précise, nous avons considéré la plus courte longueur de couplage ainsi que le rapport des puissances de sortie optimal, deux facteurs importants dans l'évaluation de l'efficacité de couplage. En sélectionnant la longueur optimale pour la région de couplage, en régime linéaire, la lumière d'entrée sort du port de sortie direct, comme le montre la figure IV.17.

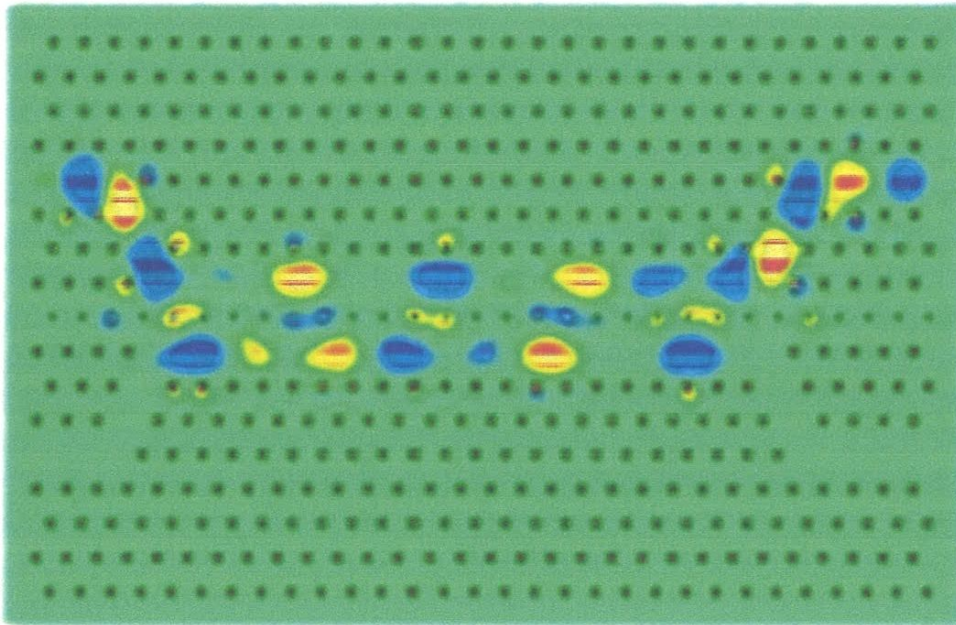


Figure IV.17. Distributions de champ électrique dans le commutateur dans le régime linéaire.

Mais lorsque le signal de la pompe à haute intensité est injecté dans la rangée centrale, l'indice de réfraction est augmenté due à l'effet Kerr (figure IV.18.), cela va provoquer un changement dans la longueur de couplage. Donc, dans ce régime non linéaire, le signal d'onde

lumineuse d'entrée est commuté à un autre guide d'onde d'où il sort de son port. Par conséquent, l'état du coupleur directionnel est inversé par rapport à son état normal, comme illustré dans la figure IV.19.

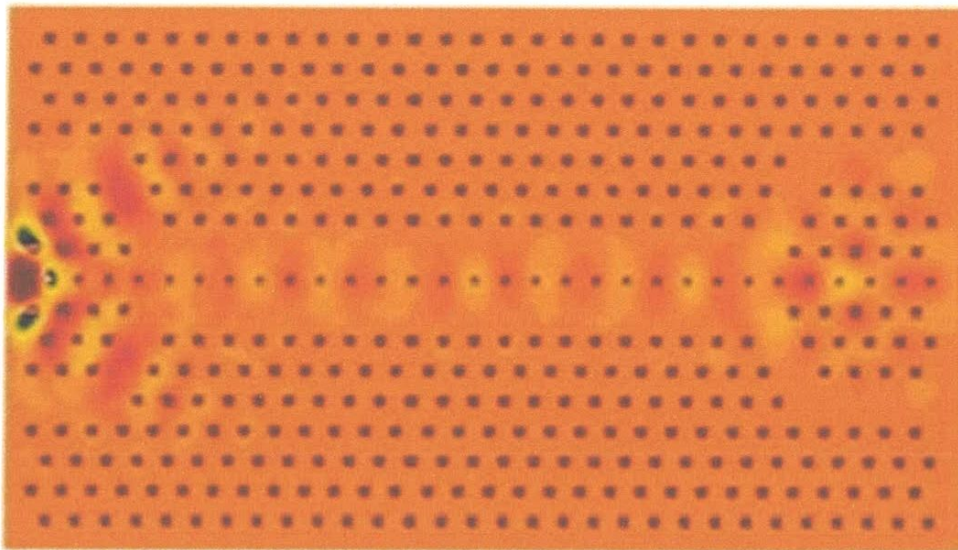


Figure IV.18. Signal de pompe injecté dans les tiges centrales.

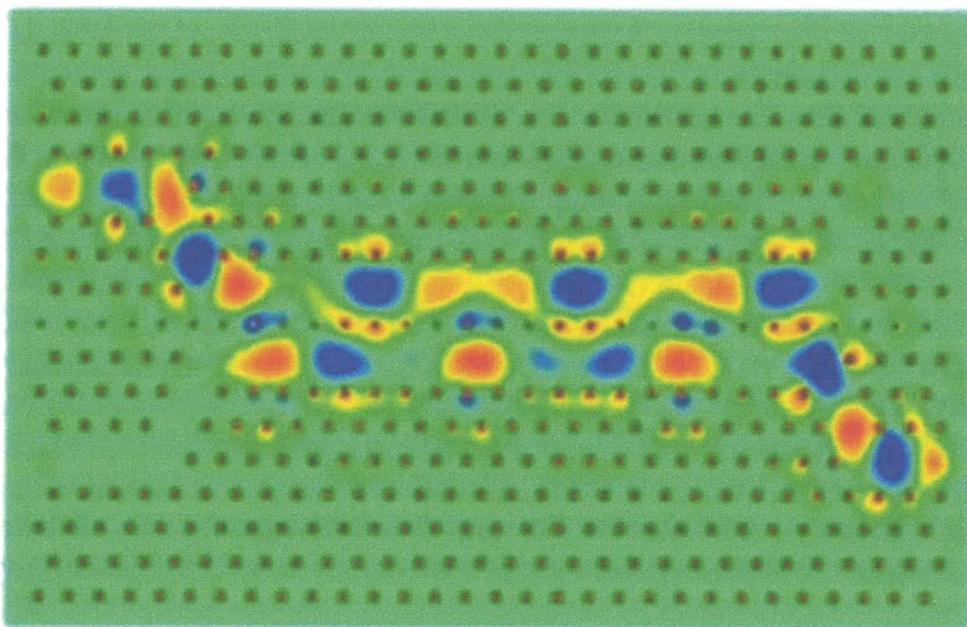


Figure IV.19. Distributions de champ électrique dans le commutateur dans le régime non linéaire.

IV.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les simulations numériques réalisées pour déterminer la meilleure structure des tiges de nitrure de silicium (Si_3N_4) dans l'air pour deux types de réseaux (carré, hexagonal). Pour obtenir une large bande interdite, la structure hexagonale est l'idéale. Nous avons appliqué sur cette structure certaines études, et nous avons conclu que le pas de réseau n'a aucune influence sur les BIPs, par contre le rayon de tiges a une influence proportionnelle sur les BIPs. Puis nous avons utilisé cette structure "hexagonale" pour la conception du commutateur tout optique à base d'un coupleur directionnel. Enfin, la simulation de propagation de la lumière dans ce commutateur tout optique dans les deux régimes (linéaire et non linéaire), nous a permis de réaliser la commutation de la lumière.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

L'étude présentée dans ce mémoire a pour objectif de faire la conception d'un commutateur tout optique basée sur un coupleur directionnel en cristaux photoniques bidimensionnels (2D) pour une application dans les réseaux optiques.

Tous d'abord, nous avons étudié les différentes technologies disponibles pour la conception des commutateurs optiques.

Nous avons vu que les commutateurs optiques peuvent être classés selon le type de contrôle mis en œuvre pour défléchir les faisceaux lumineux en six familles : électro-optiques, thermo-optiques, acousto-optiques, magnéto-optiques, tout-optiques et mécano-optiques. Cependant les pertes d'insertion, la diaphonie intercanaux, la taille et surtout le temps représentent les paramètres les plus importants dans un commutateur optique.

Ensuite, nous avons vu les principes et concepts de base liés aux cristaux photoniques, Ces matériaux, ont la particularité de présenter des bandes interdites photoniques qui interdisent la propagation de la lumière dans la structure. L'utilisation de cet effet de bande interdite ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques telles que le guidage, la commutation...etc.

Une part importante du travail a consisté en des approches numériques. De façon générale, les simulations numériques qui ont été menées en deux dimensions, utilisant les techniques des ondes planes (PWE), qui consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes et la méthode de différences finies dans le domaine temporel (FDTD) qui consiste à effectuer une discrétisation spatiale et temporelle pour la résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporelle.

Pour terminer nous avons utilisé des outils numériques et graphiques en effectuant notre simulation afin d'atteindre notre objectif. Nous avons démontrés que le pas de réseau n'a aucune influence sur les BIPs, par contre le rayon de tiges a une influence proportionnelle sur les BIPs. Puis nous avons constaté que le meilleur réseau des tiges de nitrure de silicium (Si_3N_4) dans l'air pour les deux géométries (carré, hexagonal) est le réseau hexagonal vu sa large bande interdite. Cette dernière structure est introduite dans notre mémoire pour la

conception du commutateur tout optique à base d'un coupleur directionnel dans les deux régimes (linéaire et non linéaire), pour la réalisation de commutation de la lumière.

Ce mémoire de fin d'étude renouvelle par conséquent le sujet de commutation, par lequel on sent bien qu'il existe un certain nombre de pistes à explorer pour aboutir à un objet dont les performances seraient celle voulues par les utilisateurs système.

Bibliographie

- [1]. EOSpace, « High speed switch matrices », <http://www.eospace.com/>.
- [2]. Spectra Switch, « Wave Walker TM product data sheet », <http://www.spectraswitch.com/>.
- [3]. Trellis Photonics, <http://www.trellisphotonics.com/>.
- [4]. A. Himeno, K. Kato, T. Miya, « Silica-based planar Lightwave circuits », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 4, no. 6, pp. 913-924, 1998.
- [5]. Agilent Technologies, « N3565AG product data sheet », <http://www.agilent.com/>.
- [6]. B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley Series in Pure and Applied Optics, W. Goodman, series editor, New York : John Wiley & Sons Inc, 1991.
- [7]. S. Glöckner, R. Göring, « Multi channel fiber-optic switches based on MOEM systems », in *Microelectronic Structures and MEMS for Optical Processing III*, M. Edward Motamedi, Hans Peter Herzig, editors, Proceedings of SPIE, vol. 3226, pp. 76-85, 1997.
- [8]. K. Hogari, T. Matsumoto, « Electro statically drive n micromechanical 2×2 optical switch », *Applied Optics*, vol. 30, no. 10, pp. 1253-1257, 1991.
- [9]. P. Kopka, M. Hoffmann, E. Voges, « Bistable 2x2 and multi stable 1x4 micromechanical fiber-optic switches on silicon », *3rd International Conference on Micro Opto Electro Mechanical Systems, MOEMS '99*, Mainz, Germany, pp. 88-91, 1999.
- [10]. M. Hoffmann, P. Kopka, E. Voges, « All-silicon bistable micro mechanical fiber switch based on advanced bulk micromachining », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 5, no. 1, pp. 46-51, 1999.
- [11]. S. Nagaoka, « Compact latching type PANDA fiber switch », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 2, pp. 233-234, 1998.
- [12]. E. Ollier, P. Labeye, F. Revol, « Micro-opto mechanical switch integrated on silicon », *Electronics Letters*, vol. 31, no. 23, pp. 2003-2005, 1995.
- [13]. F. Chollet, M. de Labachellerie, H. Fujita, « Micro opto mechanical devices: an electro statically actuated bending wave guide for optical coupling », in *Micro-Optical Technologies for Measurement, Sensors and Microsystems*, Olivier M. Parriaux, editor, Proceedings of SPIE, vol. 2783, pp. 163-173, 1996.
- [14]. OMM, « 32x32 photonic switch data sheet », <http://www.omminc.com/>, 2002.
- [15]. C. Marxer, M. -A. Grétilat, N. F. de Rooij, R. Bättig, O. Anthamatten, B. Valk, P. Vogel, « Vertical mirrors fabricated by reactive ion etching for fiber optical switching Applications », *IEEE Workshop on Micro Electro Mechanical Systems*, Nagoya, Japan, pp. 49-54, January 1997.
- [16]. Prasad, P. N. *Nanophotonics* Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2004.
- [17]. Yablonovitch, E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics *Phys. Rev. Lett.* 1987, 58, 2059.

- [35]. Witzens, J., M. Loncar, and A. Scherer, “*Self-collimation in planar photonic crystals*”. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, 2002.8(6): p. 1246-1257.
- [36]. Zengerle, R., “Light Propagation in Singly and Doubly Periodic Planar Waveguides”. Journal of Modern Optics, 1987.34(12): p. 1589-1617.
- [37]. Kosaka, H., et al., “*Superprism phenomena in photonic crystals: toward micro scale light wave circuits*”. Lightwave Technology, Journal of, 1999. 17(11): p. 2032-2038.
- [38]. Prasad, T., V. Colvin, and D. Mittleman, “*Superprism phenomenon in three-dimensional macro porous polymer photonic crystals*”. Physical Review B, 2003.67(16): p. 165103.
- [39]. Luo, C., M. Soljai, and J.D. Joannopoulos, “*Superprism effect based on phase velocities*”. Opt. Lett., 2004. 29(7): p. 745-747.
- [40]. B.Wild ‘*Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et leur accordabilité*’ thèse doctorat, école polytechnique fédérale de Lausanne, (2006).
- [41]. M.Zelsmann « *Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, filtrage, l’émission et l’extraction de lumière* », thèse de doctorat, université Joseph Fourier de Grenoble, (2003).
- [42]. Y. Desiers, “*Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons*” thèse de doctorat de l’université de Lyon, (2001).
- [43]. U.Grüning, V. Lehman, and C.M.Engelhardt, “*Two dimensional infrared photonic band gap on porous*”, Applied physics letters, vol 66, n° 24, p 3254-3256, (1995).
- [44]. P.Ferrand, « *Structures guidance’s à bandes interdite photonique à base de silicium nanoporeux* », thèse de doctorat, université Joseph Fourier Grenoble, (2001).
- [45]. M.Nakao, S.Oku, H.Tanaka, Y.Shibata, A.Yokoo, T.Tamamura and H.Suda, “*Fabrication of GaAs hole array as a 2D-photonic crystal and their application to photonic band gap waveguide*”, Optical and Quantum Electronics 34, p.183–193, (2002).
- [46]. B. Lombardet, ‘*Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l’optique intégrée*’, thèse doctorat ès sciences, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, (2005).
- [47]. F.Raineri, “*Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semi conductor III-V*”, thèse doctorat, université Paris XI Orsay, (2004).
- [48]. U.Huebner, R. Boucher, W. Morgenroth, M. Schmidt, M. Eich, “*Fabrication of photonic crystal structures in polymer wave guide material*”, Microelectronic Engineering, 83, p.1138-1141, (2006).
- [49]. J.Teyssier, “*Réalisation de guides d’ondes pour l’optique non-linéaire. Développement de nanocomposites inorganiques*”, thèse de doctorat, UFR Ecole Supérieure d’Ingénieurs d’Annecy, (2004).
- [50]. U.Huebner, R. Boucher, W. Morgenroth, J. Kunert, H. Roth, H.-G. Meyer, T. Glaser, and S. Schroeter, “*Fabrication of photonic crystals in tantalum pentoxide films*”, Microelectronic Engineering 78–79, p. 422–428, (2005)
- [51]. R. Boucher, U. Hübner, W. Morgenroth, H. Roth, H. -G. Meyer, M. Schmidt, and M. Eich, “*Etching of sub-micron high aspect ratio holes in oxides and polymers*”, Microelectronic Engineering 73–74 p. 330–335, (2004).
- [52]. K. S. Yee, IEEE Trans. Antennas Propag. 14, 302U307, 1966.