

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE DES FRERES MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE



Numéro:234/DS/2018
Série:23/Elec/2018

THESE

PRESENTEE POUR L'OBTENTION DU DIPLOME DE DOCTORAT EN
SCIENCES EN ELECTRONIQUE

Option : Composants et microsystèmes

THEME

Etude et modélisation d'un guide à cristaux
photoniques

Présentée par
M^{elle}. BENACHOUR Leila

Devant le jury :

Présidente	Prof. Touraya BOUCHEMAT	Université des frères Mentouri Constantine
rapporteur	Prof. Farida HOBAR	Université Larbi Ben M'hidi d'Oum El Bouaghi
Examineur	Prof. Samia Bouhadja	Université Salah Boubnider, Constantine 3
	MCA. Souheil MOUETSI	Université Larbi Ben M'hidi d'Oum El Bouaghi

29/11/2018





Remerciement

*Avant de présenter ce travail, nous tenons à remercier **Dieu** tout puissant, de nous avoir permis d'arriver à ce niveau d'étude, et aussi pour nous avoir donné beaucoup de patience, El Hamdouli'Allah.*

*J'adresse mes sincères remerciements à **Prof Farida. HOBAR**, rectrice d'Université d'Oum El-Bouaghi qui m'a proposé ce sujet de recherche et m'a prodigué aide et encouragement tout au long de mon travail. Je la remercie aussi de m'avoir laissé une très grande liberté tant sur l'orientation du sujet que sur l'organisation de mon travail, J'en profite pour lui exprimer ici ma plus profonde gratitude.*

*Nous adressons également nos vifs remerciements aux enseignants qui nous ont fait l'honneur de participer, aux jurys de ce mémoire, et en premier lieu je cite Mm **Touraya. BOUCHEMAT**, Professeur à l'Université de Mentouri, Constantine pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.*

*Je remercie très sincèrement Mm **Samia. BOUHADJA**, Professeur à l'Université de Constantine et Mr **Souheil. MOUETSI**, maître de conférences à l'Université d'Oum El-Bouaghi, qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail.*

*J'adresse également mes sincères remerciements à Mr **Mohamed. BOUCHEMAT** Professeur à l'Université de Constantine 1, pour son aide, ses conseils précieux et de m'avoir accueilli au sein du son laboratoire.*

*Je tiens également à remercier, M^{elle} **Ahlem. BENMERKHI**, maître de conférences à l'Université de Constantine 1, pour ses bons conseils et sa gentillesse.*

Merci à toutes les personnes, qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

*En particulièrement, ma chère **Hanene. BENCHIKH-ELHOUCINE**, qui m'encouragee surtout pendant la période de la rédaction jusqu'au jour de soutenance.*

Je remercie ma famille, qui a réussi à me supporter durant ces années et m'a apporté une aide précieuse.

Enfin, merci à tous ceux et celles qui ont contribués de près ou de loin dans l'accomplissement de ce travail.

LISTE DES ACRONYMES

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

λ :	Longueur d'onde.
a :	Période du cristal photonique.
r :	Rayon du cristal photonique.
f :	Facteur de remplissage.
n :	Indice de réfraction.
k :	Vecteur d'onde.
G :	Vecteur du réseau réciproque
v_g :	Vitesse de groupe.
c :	Célérité de la lumière dans le vide.
e :	Permittivité diélectrique.
μ :	Perméabilité magnétique.
BIP :	Bande Interdite Photonique.
CFC :	Cubique à Face Centrée.
PBG :	Photonic Band Gap.
PhC/CPh :	Photonic Crystal/Cristal Photonique.
CPh-1D :	Cristal Photonique unidimensionnel
CPh-2D :	Cristal Photonique bidimensionnel
CPh-3D :	Cristal Photonique tridimensionnel
FDTD-2D :	Bi-dimensional Finite Difference Time Domain.
PML :	Perfectly Matched Layer.
PWE :	Plane Wave Expansion.
TE :	Transverse Electric.
TM :	Transverse Magnetic.
W1 :	Guide d'onde linéaire.
T-Shaped :	Jonction T

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE I

Cristaux photoniques: Principes et Généralités

- Figure I-1** Les différents types de cristaux photoniques: unidimensionnels 1D, bidimensionnels 2D et tridimensionnels 3D
- Figure I-2** Premières zones de Brillouin (ZB) d'un réseau carré. Les plans de Bragg sont traces en différentes couleurs. La ZB n°3 est atteinte en traversant 2 plans de Bragg (droite noire puis droite rouge).
- Figure I-3** Réseaux miroir de Bragg et 2D (à gauche) et les zones de Brillouin correspondantes (au centre grisé) et à droite
- Figure I-4** Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$)
- Figure I-5** Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque couche
- Figure I-6** Géométrie d'un miroir de Bragg constitué deux couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2
- Figure I-7** Relation de dispersion d'un cristal photonique 1D
- Figure I-8** Relation de dispersion d'un miroir de Bragg
- Figure I-9** Vue d'artiste ' Patrick Nedel ' d'un cristal photonique bidimensionnel de réseau carré (image à gauche) et exemple de réalisation d'un cristal bidimensionnel de réseau triangulaire de période 650nm dans du silicium macroporeux (image à droite).
- Figure I-10** Structure cristaux photoniques bidimensionnels
- Figure I-11** (a)-Structure CPh 2D, réseau carré
(b)-Structure CPh 2D, réseau triangulaire
(c)-Structure CPh 2D, réseau hexagonal
- Figure I-12** Représentation des polarisations TE et TM dans un BIP 2D
- Figure I-13** Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel (réseau triangulaire) en deux polarisations : le recouvrement des deux bandes omnidirectionnelles TE et TM donne naissance à une bande interdite totale.
- Figure I-14** (a)-Cristal photonique 2D,
(b) Bande interdite omnidirectionnelle est obtenue dans le plan lorsque toutes les bandes interdites unidirectionnelles se recouvrent.
- Figure I-15** Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 12.25$), (a)-réseau hexagonal, (b)- réseau carré
- Figure I-16** Différentes structures 3D comme la structure cubique (1), le tas de bois (2), la structure multicouches (3), les opales ou opales inversées (4) et la Yablonovite (5)
- Figure I-17** Bande interdite complète dans une structure 3D
- Figure I-18** La Yablonovite, une des premières structures avec une bande interdite photonique 3D: La structure 3D de périodicité cfc est obtenue en perçant chaque trou μ a partir du même masque sous trois angles différents (d'après Yablonovitch et al.)
- Figure I-19** Structures tas de bois : Images MEB d'une structure fabriquée par lithographie UV dans du silicium (Lin et al).
- Figure I-20** (a)-Etapes d'un procédé de fabrication d'opales (d'après Joannopoulos et al.).

- (b)-Image MEB d'une opale (d'après Vlasov et al.)
 (c)-Image MEB d'une opale inversée (d'après Vlasov et al.).
- Figure I-21** Un exemple de structure photonique 3D : les ailes de papillon
Figure I-22 Fibres optiques,
 (a) : Section d'une fibre microstructure
 (b) : Coupe transversale d'une PCF avec ses paramètres
- Figure I-23** Images MEB de différentes cavités à CPh de type H ou L.
Figure I-24 Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde)
Figure I-25 Exemple du guide d'onde mono-rangée réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant
Figure I-26 Différents composants à base de défauts linéaires
 a) guide droit, b) virage à 120° et c) jonction Y

CHAPITRE II

Techniques de Modélisation des Cristaux Photoniques

- Figure II-1** Processus de la modélisation
Figure II-2 Maillage de taille variable
Figure II-3 Les différentes étapes de la FEM
Figure II-4 Réduction du domaine de calcul par la combinaison de la matrice de transfert et les conditions de Bloch-Floque
Figure II-5 Algorithme de la FDTD
Figure II-6 Principe d'évaluation du calcul de la dérivée centrée en x_0
Figure II-7 Volume de calcul par la FDTD
Figure II-8 Maille élémentaire (3D) de Yee
Figure II-9 Discrétisation temporelle
Figure II-10 Adaptation d'impédance à l'interface entre deux milieux
Figure II-11 Principe de la PML

CHAPITRE III

Guides d'ondes à cristaux photoniques

- Figure III-1** Différents types de défauts:
 (a)-Défaut ponctuel,
 (b)-Défaut lacunaire
 (c)-Défaut de substitution
- Figure III-2** Etats du champ électrique localisé autour d'un défaut ponctuel (à gauche) et d'un défaut lacunaire (à droite) pour une structure bidimensionnelle à réseau carré avec des tiges en l'air.
- Figure III-3** Structures du guide d'onde à défaut linéaire
Figure III-4 Différents types de défauts étendus
Figure III-5 (a)-Modulation électro-optique dans un guide d'onde linéaire à cristal photonique 2D par la réduction du rayon des tiges diélectriques,
 (b)-Spectre de transmission obtenu par la modification de la conductance dans la région du guide d'ondes.
- Figure III-6** Défauts couplés (guide à cavité couplé)
Figure III-7 Diagrammes de transmission mesurée pour un réseau carré de 11 rangées de tiges

- d'alumine ayant deux défauts*
- Figure III-8** Défaut dans une structure périodique 1D (multicouche), formé par une couche diélectrique manquante. On notera l'élargissement du champ dû au défaut
- Figure III-9** Division de l'espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescents
- Figure III-10** (a)-Diagramme de dispersion d'un CPh 2D du réseau triangulaire avec un défaut forme une microcavité
(b)-Diagramme de dispersion d'un CPh 2D du réseau triangulaire avec un défaut de ligne
- Figure III-11** Etats du champ électrique E_z localisé autour d'un défaut ponctuel (à gauche: défaut d'air et à droite: défaut diélectrique) pour des sections transversales horizontales et verticales du cristal 3D.
- Figure III-12** Structure de bande avec la projection du vecteur d'onde k_x pour un cristal 3D à défaut linéaire
- Figure III-13** Image MEB par microscope électronique à balayage d'un guide d'onde linéaire à cristal photonique 2D membranaire
- Figure III-14** Guide d'onde linéaire à CPh 2D,
(a)-Structure déconnectée formés de tiges diélectriques en l'air et
(b)-Structure connectée formés de trous d'air piégés dans une matrice diélectrique
- Figure III-15** Géométrie d'un guide à CPh 2D de réseau triangulaire :
(a)- suivant la direction ΓK .
(b)- suivant la direction ΓM .
- Figure III-16** Symétrie des bords pour une géométrie d'un guide à CPh 2D de réseau triangulaire
- Figure III-17** Diagramme de bandes d'un réseau hexagonal de trous en géométrie guide d'onde sur membrane avec $\epsilon = 11,6$ et $r/a=0,43$, pour une épaisseur de guide de 220nm. La ligne de lumière est indiquée en traits noirs.
- Figure III-18** Propagation et schémas du profil de l'intensité d'un guide d'onde à CPh 2D de réseau triangulaire dans :
(a)-le cas où le guidage est réfractif et
(b)-le cas où le guidage se fait par BIP
- Figure III-19** Guide d'onde à CPh 2D de réseau hexagonale, le cristal photonique est constitué d'un réseau hexagonal de pores d'air dans le silicium avec une constante de réseau de $1,5 \mu\text{m}$ et un rayon relatif de $0,43$. Le défaut linéaire est constitué d'une rangée de trous manquants dans la direction $\Gamma - K$.
(a)-image SEM,
(b)- structure de bande pour la polarisation TE. Les modes de défaut sont triés en modes guidés par indice (lignes pointillées) et par BIP (lignes pleines) ainsi que dans les modes impairs (lignes rouges) et pairs (lignes bleues) selon la direction latérale à la propagation
- Figure III-20** Structure en approche membrane suspendue
(a)-Géométrie d'un CPh 2D planaire en approche membrane où $n_2 \gg n_1$.
(b)-Image MEB d'un guide d'onde conventionnel connecté à un guide d'onde à CPh dans une membrane de Silicium suspendue dans l'air
- Figure III-21** Structure en approche substrat
(a)-Géométrie d'un CPh 2D planaire en approche substrat où $n_2 > n_1$,
(b)-Image MEB d'un CPh gravé dans une hétéro-structure
- Figure III-22** Guides d'onde courbés à CPh 2D :
(a)-Image MEB d'un guide courbé à réseau carré de tiges de Silicium

- (b)-Image SEM d'un guide d'onde double virage W3 à réseau triangulaire de trous
- Figure III-23** Guides d'onde courbée à CPh 2D :
 (a)- Guide à coude de 90° dans un réseau carré de tiges.
 (b) et (c)- Guides à coude de 120° dans un réseau triangulaire de tiges
- Figure III-24** Image MEB d'un laser, La cavité en anneau à CPh 2D se compose de six guides d'ondes et six virages à 120°
- Figure III-25** Résonateurs en anneaux à CPh 2D:
 (a)-Un anneau quasi-carré dans un réseau carré et
 (b)-Un anneau hexagonal dans un réseau triangulaire
 (c)-Un anneau cercle dans un réseau carré
- Figure III-26** Réponse spectrale d'un résonateur en anneau
- Figure III-27** Diviseur de puissance à CPh 2D
 (a)- Structure de réseau carrée en forme T avec une seule entrée et deux sorties
 (b)-Spectre de transmission de la puissance de sortie en fonction de longueur d'onde

CHAPITRE VI

Résultats et Interprétation

- Figure IV-1** Fenêtre principale du simulateur RSoft- CAD.
- Figure IV-2** Structure de bande interdite photoniques d'un cristal photonique 2D de réseau hexagonal.
- Figure IV-3** Fenêtre principale des paramètres de simulation BandsOLVE
- Figure IV-4** Fenêtre principale des paramètres de simulation FullWAVE
- Figure IV-5** (a)-Diagrammes de dispersion d'une structure 2D déconnecté à réseau carrée ($\epsilon_a = 13, \epsilon_b = 1$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode PWE.
 (b)-Diagrammes de dispersion d'une structure 2D déconnecté à réseau carrée ($\epsilon_a = 13, \epsilon_b = 1$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode FDTD.
- Figure IV-6** (a)-Diagrammes de dispersion d'une structure 2D connecté à réseau carrée ($\epsilon_a = 1, \epsilon_b = 13$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode PWE.
 (b)-Diagrammes de dispersion d'une structure 2D connecté à réseau carrée ($\epsilon_a = 1, \epsilon_b = 13$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode FDTD.
- Figure IV-7** Détermination de la longueur d'onde en fonction du ratio r/a
- Figure IV-8** (a)-Diagrammes de dispersion d'une structure 2D connecté à réseau triangulaire ($\epsilon_a = 1, \epsilon_b = 13, r/a=0.45$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode PWE.
 (b)-Diagrammes de dispersion d'une structure 2D connecté à réseau triangulaire ($\epsilon_a = 1, \epsilon_b = 13, r/a=0.45$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode FDTD.
- Figure IV-9** (a)- Diagrammes de dispersion d'une structure 2D connecté à réseau triangulaire ($\epsilon_a = 1, \epsilon_b = 13, r/a=0.2$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode PWE.
 (b)- Diagrammes de dispersion d'une structure 2D connecté à réseau triangulaire ($\epsilon_a = 1, \epsilon_b = 13, r/a=0.2$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode FDTD.
- Figure IV-10** Détermination de la longueur d'onde en fonction du ratio r/a.
- Figure IV-11** Structure d'un guide linéaire W1 à réseau carrée
- Figure IV-12** Diagrammes de dispersion d'un réseau carrée à tiges circulaires d'indice de réfraction : (a)- $n= 2.75$ (b)- $n= 2.61$
- Figure IV-13** Distribution spatiale du champ électrique pour un guide W1 à tiges circulaires

- d'indice de réfraction : (a)- $n = 2.75$ (b)- $n = 2.61$*
- Figure IV-14** *Distribution spatiale du champ électrique pour un guide courbé de 90° à tiges circulaires d'indice de réfraction : (a)- $n = 2.75$ (b)- $n = 2.61$*
- Figure IV-15** *Distribution spatiale du champ pour une jonction T à tiges circulaire d'indice de réfraction : (a)- $n = 2.75$ (b)- $n = 2.61$*
- Figure IV-16** *Distribution spatiale du champ pour un guide d'intersection à tiges circulaire d'indice de réfraction : (a)- $n = 2.75$ (b)- $n = 2.61$*
- Figure IV-17** *Structure optimisée d'un diviseur de puissance en forme T (T-Shaped)*
- Figure IV-18** *Excitation d'entrée
(a)- Une pulsion sinusoïdale (Pulsed) et (b)- Une onde gaussienne (CW)*
- Figure IV-19** *Diagrammes de dispersion d'un réseau carré à tiges circulaires d'indice de réfraction : (a)- $n = 3.46$, (b)- $n = 3.38$*
- Figure IV-20** *Diagrammes de dispersion d'un réseau carrée à tiges circulaires d'indice de réfraction $n = 2.75$ du matériau As_2Se_3*
- Figure IV-21** *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges du Si
(a)- Distribution spatiale du champ dans la jonction T
(b)- Spectre de transmission de deux ports de sorties*
- Figure IV-22** *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges de GaAs
(a)- Distribution spatiale du champ dans la jonction T
(b)- Spectre de transmission de deux ports de sorties*
- Figure IV-23** *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges d' As_2Se_3
(a)- Distribution spatiale du champ dans la jonction T
(b)- Spectre de transmission de deux ports de sorties*
- Figure IV-24** *Le profil d'indice de réfraction des tiges en l'air pour un diviseur de puissance en forme T (T-Shaped)*
- Figure IV-25** *Structure optimisée d'un diviseur de puissance en forme T (T-Shaped)*
- Figure IV-26** *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges circulaires d'indice de réfraction $n = 2.75(As_2Se_3)$ et période $a = 0.660\mu m$
(a)- Distribution spatiale du champ dans la jonction T
(b)- Spectre de transmission de deux ports de sorties*
- Figure IV-27** *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges circulaires d'indice de réfraction $n = 2.75(As_2Se_3)$ et période $a = 0.665\mu m$
(a)- Distribution spatiale du champ dans la jonction T
(b)- Spectre de transmission de deux ports de sorties*
- Figure IV-28** *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges circulaires d'indice de réfraction $n = 2.75(As_2Se_3)$ et période $a = 0.670\mu m$
(a)- Distribution spatiale du champ dans la jonction T
(b)- Spectre de transmission de deux ports de sorties*
- Figure IV-29** *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges circulaires d'indice de réfraction $n = 2.75(As_2Se_3)$ et période $a = 0.675\mu m$
(a)- Distribution spatiale du champ dans la jonction T
(b)- Spectre de transmission de deux ports de sorties*
- Figure IV-30** *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges circulaires d'indice de réfraction $n = 2.75(As_2Se_3)$ et période $a = 0.680\mu m$
(a)- Distribution spatiale du champ dans la jonction T
(b)- Spectre de transmission de deux ports de sorties*

LISTE DES TABLEAUX

CHAPITRE I

Cristaux photoniques: Principes et Généralités

Tableau I -1	<i>Tableau représentant l'espace direct, réciproque et la zone de Brillouin pour un réseau carrée, triangulaire et hexagonal</i>	34
---------------------	--	----

CHAPITRE VI

Résultats et Interprétation

Tableau IV-1	<i>Tableau présentatif des différents matériaux étudiés</i>	135
Tableau IV-2	<i>Tableau présentatif des deux réseaux : carrée et triangulaire</i>	135
Tableau IV-3	<i>Détermination de la bande interdite photonique pour les matériaux semi-conducteur III-V et verres de Chalcogènure en fonction du rapport r/a</i>	139
Tableau IV-4	<i>Détermination de la bande interdite photonique pour les matériaux semi-conducteur III-V et verres de Chalcogènure en fonction du rapport r/a</i>	144
Tableau IV-5	<i>Tableau présentatif des paramètres structuraux</i>	146
Tableau IV-6	<i>Tableau présentatif des paramètres structuraux du diviseur de puissance</i>	152
Tableau IV-7	<i>Tableau présentatif des paramètres structuraux optimisés du diviseur de puissance</i>	158

TABLEAU DE MATIÈRE

Remerciements

Liste des acronymes

Liste des figures

Liste des tableaux

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE 1

CHAPITRE I

Cristaux photoniques : Principes et Généralités 6

I- Introduction 6

II- Définition 6

II-1- Historiques intérêt des cristaux photoniques 6

II-2- Principe de la théorie des cristaux photoniques 8

II-2-1- Le concept du cristal photonique 8

II-2-2- Analogie électron-photon 9

II-2-3- Loi d'échelle 13

II-2-4- Notion du réseau direct, réseau réciproque et la zone de Brillouin 14

II-2-5- Théorème de Bloch 18

II-2-6- Vitesse de groupe et vitesse de phase 19

II-3- Propagation de la lumière dans un cristal photonique 20

III- Dimensionnalité des cristaux photoniques 22

III- 1- Cristal photonique unidimensionnel (CPh 1D) 22

III-1-1- Empilement périodiques des couches diélectriques 23

III-1-2- Ouverture d'une Bande Interdite Photonique (BIP) 27

III- 2- Cristal photoniques bidimensionnel (CPh 2D) 29

III- 2-1- Propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels 31

III- 2-1-1- Différentes familles 31

III- 2-1-2- Réseau de Brillouin et facteur de remplissage 33

III- 2-1-3- Polarisation TE et TM 35

III- 2-2- Bande interdite photonique complète 36

III- 2-3- Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle 37

III- 2-4- Cartes des bandes interdites 38

III- 3- Cristal photonique tridimensionnel (CPh 3D)	39
IV- Domaine d'applications des cristaux photoniques	43
IV-1-Fibres optiques	43
IV-2-Cavités résonantes	45
IV-3-Filtres et multiplexeurs	46
IV-4-Guides d'ondes photoniques	47
V- Matériaux utilisés pour les cristaux photoniques	49
V-1- Les semi-conducteurs	49
V-2- Matériaux polymères	50
V-3- Matériaux diélectriques	50
V-4- Matériaux du silicium	50
VI- Conclusion	51
Références bibliographiques	52

CHAPITRE II

Techniques de Modélisation des Cristaux Photoniques

57

I- Introduction	58
1. Les méthodes semi-analytiques	58
2. Les méthodes numériques	58
II- Méthodes numériques pour l'étude des cristaux photoniques	59
II-1- Méthode des éléments finis /FEM	60
II-2- Méthode des matrices de transfert/TMM	62
III- Méthode de décompositions en ondes plane/PWEM	65
III-1- Principe de la PWEM	66
III-2- Cristal photonique tridimensionnel	68
III-3- Cristal photonique bidimensionnel	68
IV- Méthode des différences finies dans le domaine temporel/FDTD	70
IV- 1- Intérêt et limitations	71
IV-2- Principe de la FDTD	71
IV-2-1- Equations de Maxwell	72
IV-2-2- Réduction des équations de Maxwell à deux dimensions	73
IV-3- Algorithme de Yee	75
IV-3-1- Discrétisation par la méthode des différences finies centrées	75
IV-3-2- Schéma de Yee	77
IV-3-3- Les équations de Maxwell aux différences centrées	79
IV-3-4- Condition de stabilité de l'algorithme FDTD	80
IV-4- Conditions d'absorption aux limites	81

IV-4-1- Conditions périodiques aux limites	81
IV-4-2- Conditions d'Engquist-Majda-Mur	82
IV-4-3- Couches parfaitement adaptées « PML »	84
V- Conclusion	87
Références bibliographiques	89

CHAPITRE III

Guides d'ondes à cristaux photoniques

91

I- Introduction	92
II- Cristaux photoniques à défauts	92
II-1-Différents types de défauts	92
II-1-1-Défauts ponctuels	93
II-1-2-Défauts étendus ou linéaires	94
II-1-3-Défauts couplés	96
II-2-Défauts dans un cristal photonique 1D	98
II-3-Défauts dans un cristal photonique 2D	99
II-4-Défauts dans un cristal photonique 3D	101
III-Les cristaux photoniques 2D en géométrie guide d'onde	103
III-1-Guides d'onde à cristaux photoniques/PCW	103
III-1-1-Intérêts du guide à cristal photonique	105
III-1-2-Direction cristallographique et symétrie des bords	105
III-1-3-Le guidage et les modes guidés	107
III-1-4-Diagramme de dispersion	109
III-1-5-Approches et choix du contraste d'indice	110
III-1-5-1-Membrane suspendue	110
III-1-5-2-Approche substrat	112
III-2-Guides d'onde courbée	113
IV- Structures guidantes à cristaux photoniques	115
IV-1-Les micro-résonateurs	115
IV-2-Les diviseurs de puissance et les jonctions T	118
V- Conclusion	119
Références bibliographiques	120

CHAPITRE VI

Résultats et Interprétation

124

I- Introduction	125
II- Simulateur RSoft- CAD	125
II-1- Présentation de RSoft- CAD Suite	125

II-1-1- Définition	125
II-1-2- Fenêtre principale de simulation RSoft- CAD	126
II-2- Présentation du module BandSOLVE	127
II-2-1- Fenêtre principale de simulation BandSOLVE	128
II-2-2- Modes de polarisation	129
II-3- Présentation du module FullWAVE	129
II-3-1- Fenêtre principale de simulation FullWAVE	131
II-3-2- Paramètres numériques spatiale et temporel	131
II-3-3- La grille spatiale et temporelle.	131
II-3-4- Conditions aux limites absorbantes	132
II-3-5- Choix d'excitation	132
III- Modélisation des structures à cristaux photoniques bidimensionnels	133
III-1- Modélisation d'un cristal photonique 2D à réseau carrée	136
III-1-1- Détermination de la Bande Interdite Photonique	136
III-1-2- Détermination de la longueur d'onde en fonction du ratio r/a	138
III-2- Modélisation d'un CPh 2D à réseau triangulaire	140
III-2-1- Détermination de la Bande Interdite Photonique	140
III-2-2- Détermination de la longueur d'onde en fonction du ratio r/a	143
IV- Modélisation des structures à CPhs 2D en géométrie guide d'onde	145
IV-1- Guide d'onde linéaire W1	146
IV-2- Guide d'onde courbé à 90°	148
IV-3- Guide d'onde en jonction T et guide d'onde d'intersection	149
V-Modélisation d'un diviseur de puissance en forme T /T-Splitter	150
V-1-Topologie d'optimisation d'un diviseur de puissance	151
V-2-Optimisation du spectre de transmission avec un rapport $r/a =0.180$	153
V-2-1-Détermination de la bande interdite photonique	153
V-2-2-Détermination du spectre de transmission	154
V-3-Optimisation du spectre de transmission avec un rapport $r/a =0.175$	157
V-3-1-Topologie d'optimisation du diviseur de puissance	157
V-3-2- Détermination du spectre de transmission	159
V-3-2-1-Détermination du spectre de transmission avec une période du réseau $a=660\text{nm}$	159
V-3-2-2-Détermination du spectre de transmission avec une période du réseau $a=665\text{nm}$	160
V-3-2-3-Détermination du spectre de transmission avec une période du réseau $a=670\text{nm}$	161
V-3-2-4-Détermination du spectre de transmission avec une période du réseau $a=675\text{nm}$	162
V-3-2-5-Détermination du spectre de transmission avec une période du réseau $a=680\text{nm}$	163
V- Conclusion	164
Références bibliographiques	166
CONCLUSION GENERALE	169
Résumé	
ملخص	

INTRODUCTION

GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Dans le régime optique, suivant le modèle de l'électronique intégrée, il y a eu ces dernières années une tendance croissante à la miniaturisation des dispositifs. Outre les avantages évidents des petits systèmes, cette tendance est principalement motivée par le désir d'obtenir des vitesses plus élevées dans le traitement du signal optique.

La miniaturisation nécessite une intégration plus dense dans la puce optique. Afin d'augmenter la fonctionnalité par unité de surface de puce, plusieurs stratégies peuvent être suivies, telles que le rétrécissement de la taille de chaque composant, la conception d'éléments multifonctionnels et la réduction de la longueur des interconnexions entre les différents composants de la puce.

Le développement de composants plus petits et/ou multifonctionnels pose aux côtés des difficultés technologiques des défis de calcul et de conception. Par exemple, la prise en compte de nouvelles structures périodiques peut permettre de concevoir des dispositifs offrant de meilleures performances, mais cela nécessite des outils d'analyse plus sophistiqués. Bien qu'il existe des outils numériques à cet effet, des travaux supplémentaires sont nécessaires pour les rendre plus fiables, plus précis et plus robustes. Une fois que ces méthodes de simulation pour le calcul du champ optique sont disponibles, les structures doivent être optimisées afin de satisfaire les spécifications des conceptions données. Pour cette raison, il est nécessaire d'étudier tout un ensemble de techniques permettant de combler le fossé entre les méthodes de modélisation qui simulent le comportement du champ électromagnétique et les algorithmes d'optimisation nécessaires pour répondre aux spécifications de conception du dispositif optique.

Du point de vue nano-technologique, mettre au point des dispositifs pour contrôler la lumière optiques à des échelles de la longueur d'onde ou même largement en dessous de la longueur d'onde est aujourd'hui un axe de recherche stratégique pour l'optique guidée et l'optoélectronique. La conception des guides d'onde photonique a conduit à de grandes avancées dans le domaine des télécommunications en permettant la propagation de signaux sur de très grandes distances à haut débit avec de faibles pertes.

Dans ces domaines, les cristaux photoniques (PhsC : Photonics Crystal) sont considérés comme des structures adaptées pour créer des processeurs tout-optique en raison de faibles pertes et une haute capacité pour guider et contrôler la lumière.

Les similitudes les plus importantes entre PhC et la physique à l'état solide sont: la modulation périodique de l'indice de réfraction dans un PhC forme un réseau semblable à un réseau atomique de l'état solide, le comportement des photons dans un PhC est similaire au comportement des électrons et des trous dans un réseau atomique; en raison de la périodicité du réseau, cristal photonique et l'état solide fournissent l'intervalle de bande, la gamme d'énergies que les particules ne peuvent pas avoir à l'intérieur de la structure. Théoriquement, la détermination des fonctions propres dans un cristal photonique est très similaire au calcul des fonctions d'onde de particules à l'état solide. Cette similitude est utilisée pour obtenir une structure de bande photonique. .

Les cristaux photoniques (CPhs) sont des structures diélectriques et périodiques avec des paramètres de réseau de l'ordre de la longueur d'onde de l'onde électromagnétique. Cette périodicité de l'indice optique entraîne l'apparition des gammes de fréquences pour laquelle la lumière ne peut alors plus se propager. C'est la propriété la plus importante qui détermine la signification pratique du CPh.

En effet, les CPhs présentent de nombreuses propriétés dans les applications optoélectroniques au voisinage de la longueur d'onde optique comme les fibres, les filtres, les guides d'onde tout-optique et les diviseurs de puissance. Ces derniers ont attiré beaucoup d'attentions pour leur grande capacité dans le traitement des signaux tout-optiques. Le développement du diviseur de puissance nécessite une capacité spectrale de diviser la grandeur d'une lumière incidence en deux ou plus ports de sortie avec une large bande passante et moins taux de réflexion.

Dans le cadre de cette recherche, les propriétés de propagation des modes électromagnétiques dans les cristaux photoniques seront étudiées en utilisant diverses techniques de modélisation numérique pour simuler plusieurs compositions périodiques en géométrie guide d'onde photoniques. La caractéristique spécifique Typiquement, pour d'un cristal photonique, est que sa structure, si elle est conçue correctement, affecte les propriétés de la lumière qui la traverse et nous permet d'obtenir un contrôle complet (manipulation, transmission et optimisation de guidage) sur la propagation de l'énergie lumineuse.

Ce manuscrit décrivant les travaux de cette thèse, s'articule autour de quatre chapitres.

Le premier chapitre donne un rappel des propriétés générales et des conceptions de bases sur les cristaux photonique, et un état de l'art concernant les structures périodiques bidimensionnelles y est présenté. Pour cela, l'historique, la description de bande interdite

photonique et l'étude théoriques concernant l'analogie entre les semi-conducteurs électriques et les matériaux périodiques photoniques sont présentés.

Un aperçu des différents types de dimensionnalités des PhsC, matériaux utilisables et domaines d'application est ensuite donné.

Le deuxième chapitre est consacré aux rappels de quelques techniques numériques qui peuvent être mise en œuvre pour la modélisation des cristaux photoniques telles que : la méthode FDTD (Finit Difference Time Domaine), la méthode des matrices de transfert TMM (Transfer Matrix Method, les éléments finis FEM (Finite Elements Method) et la méthode PWE (Plane Wave Expansion). Dans cette partie nous mettons l'action sur les méthodes les plus utilisées dans le domaine de l'optique guidée. Ces techniques de modélisations permettent principalement de simuler la propagation de la lumière dans les structures photoniques finies et infinies ainsi que d'obtenir les spectres de transmission/ réflexion. Nous avons traité en particulier la formulation des résolutions des équations de Maxwell, l'algorithme, les conditions aux frontières et l'implémentation de la méthode de différences finis dans le domaine temporel sont traités.

Le troisième chapitre a concerné la présentation des différents défauts possibles dans les structures périodes et leurs applications dans le domaine de l'optique. Nous étudions également le processus du guidage en plusieurs structures en géométries guide d'onde les plus importantes dans les circuits du guidage optique en télécommunication, tels que les guides d'onde linéaires W1, les guides courbés à 90° et les jonctions en forme T. Nous complétons ensuite par un bref état de l'art sur les résonateur tout-optique et les diviseurs de puissance dans les cristaux photoniques bidimensionnels, où nous détaillons les mécanismes et leurs applications ainsi qu'une présentation de quelques travaux sur les diviseurs tout-optiques dans la littérature.

Dans le dernier chapitre est exposée l'étude numérique des cristaux photoniques 2D par les deux méthodes FDTD et PWE dans lesquels nous étudions les propriétés de dispersion optique par le simulateur Matlab, en plusieurs structures à semiconducteurs et verres de chalcogénure.

Nous nous sommes basés sur les structures périodiques bidimensionnelles étudiées précédemment pour la simulation de la propagation de modes guidés dans les cristaux photoniques à guide d'onde telles que : guide linéaire W1, guide courbé de 90°, les jonctions en forme T et l'intersection ou bien les diviseurs de puissance. Nous présentons également les résultats obtenus sur les distributions du champ électromagnétique observé dans ces

structures. Ainsi, une modélisation et simulation récentes par les modules BandSOLVE et FullWAVE de simulateur Rsoft-CAD autour des structures à jonction T (T-Shaped) par le développement et l'optimisation des caractéristiques géométriques pour atteindre un taux plus élevé de l'amplitude de transmission.

A la fin de chaque chapitre le lecteur trouvera également une référence bibliographique.

Enfin une conclusion générale résumera l'essentiel des travaux élaborés dans le cadre de nos travaux de thèse.

CHAPITRE I

Cristaux Photoniques

Principes et Généralités

I- Introduction

Les cristaux photoniques (CPhs) sont des structures diélectriques ou métalliques dont l'indice diélectrique varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde, sur une ou plusieurs directions de l'espace. Ils se comportent vis-à-vis de l'optique comme le réseau cristallin des semi-conducteurs en physique du solide. L'exploitation de leurs propriétés est par suite particulièrement prometteuse pour de très nombreuses applications.

Dans ce chapitre, nous présenterons la conception fondamentale des cristaux photoniques. Pour cela, la théorie et les caractéristiques des cristaux photoniques, les principes de la bande interdite photonique et le diagramme de bande photonique seront expliqués. Nous donnerons ensuite un aperçu des différents cristaux photoniques et les principales applications des structures à bande interdite. Une étude particulière du cristal photonique bidimensionnel sera tout d'abord effectuée pour présenter les principales notions concernant les structures périodiques en géométrie guide d'onde.

II- Définitions

II-1- Historiques et intérêt des cristaux photoniques

La recherche dans le domaine photonique est extrêmement active depuis une cinquantaine d'années. L'utilisation des cristaux photoniques pour filtrer les ondes électromagnétiques remonte aux années 1919 [1].

En 1950 [2], l'idée de créer des cristaux diélectriques artificiels pour obtenir une permittivité contrôlable dans le domaine micro-onde a été émise.

En 1987[3], la première publication concernant la formation d'une bande interdite complète dans un cristal photonique à trois dimensions, dans laquelle 'Eli Yablonovitch' prédit la possibilité d'inhiber complètement l'émission d'un émetteur placé à l'intérieur du cristal. C'est aussi la première publication introduisant le concept de cristaux photoniques, et de leur potentiel pour la manipulation de l'émission lumineuse de *fluorescence*. Après cet article fondateur, la question était de savoir quel type de structure peut engendrer une telle bande interdite.

Un an plus tard, les travaux de Sajeev John [4] montrent que la structure cubique à faces centrées (CFC) est susceptible de présenter une bande interdite complète, mais la tentative de démontrer expérimentalement ce résultat théorique n'était pas concluante [5].

En 1990, Ho et al [6] montrent théoriquement avec la méthode numérique des ondes planes que la formation d'une bande interdite complète est possible dans une structure CFC dont les éléments ne sont pas sphériques : la structure diamant. Ce résultat est immédiatement

confirmé expérimentalement l'année suivante par la fabrication de la « Yablonovite » [7,8], qui démontre la possibilité de réaliser une structure diélectrique de trous percés capable de réfléchir la totalité d'un rayonnement électromagnétique, quelle que soit la direction incidente et dans le domaine des micro-ondes. La « Yablonovite » est le premier cristal photonique présentant une bande interdite complète à trois dimensions (de périodicité submicrométrique). A la suite de cette avancée considérable, différentes structures ont été proposées théoriquement, comme la structure CFC de pores dans un matériau diélectrique [9] ou la structure 'tas de bois' [10].

En 1996, le développement des technologies planaires de l'industrie du semi-conducteur que les premières structures opérant aux longueurs d'onde des télécommunications furent réalisées [11]. La difficulté principale fut alors la synthèse de ces structures à des échelles suffisamment réduites pour présenter une bande interdite dans le proche infrarouge ou dans le domaine visible. La lithographie électronique permet de graver une grande variété de motifs [12,13]. Cependant, cette technique présente l'inconvénient d'être coûteuse et limitée à des dimensions de l'ordre de quelques microns.

En 1995, Astratov et al.[14]proposent d'aborder la fabrication de cristaux photoniques à trois dimensions par une stratégie différente : la synthèse d'opales artificielles.

En 1997, Velev et al.[15]synthétisent la première opale inverse (billes d'air dans un matériau diélectrique) présentant une bande interdite complète et confirment ainsi les travaux de Sözüer et al.[9].

Depuis, de nombreuses voies de recherches ont été ouvertes. Tous les domaines de longueur d'onde sont concernés, des micro-ondes jusqu'à l'optique. Parmi les applications les plus couramment citées, on trouve des filtres planaires, des multiplexeurs, des antennes [16] et des guides d'onde opérationnels aux longueurs d'onde des télécommunications [17].

Pour comprendre les propriétés des cristaux photoniques avec de faibles contraintes, les chercheurs s'intéressent alors au domaine micro-ondes [18,19]. En effet, l'étude aux fréquences micro-ondes, permet de réaliser des prototypes où les contraintes technologiques sont mieux adaptées.

Depuis les réalisations et les applications dans ce domaine sont aussi nombreuses que variées. Citons entre autre l'extraction cohérente de la lumière, la production d'effets non-linéaires, le contrôle de l'émission spontanée des semi-conducteurs, ou plus simplement le routage et le filtrage de l'information lumineuse [1].

L'une des propriétés les plus importantes d'un cristal photonique est qu'il présente un gap qui permet de contrôler l'émission spontanée en interdisant la propagation du rayonnement

électromagnétique. L'interdiction totale de l'émission spontanée permettrait d'augmenter le rendement des lasers à semi-conducteurs, des fibres optiques [20], des guides d'onde opérationnels aux longueurs d'onde des télécommunications [21], des diodes électroluminescentes.

II-2- Principes de la théorie des cristaux photoniques

II-2-1- Le concept du cristal photonique

Un cristal est un arrangement atomique périodique tridimensionnel. Dans le cas d'un cristal semi-conducteur pur, les électrons de valence sont tous utilisés pour former des liaisons entre les atomes et il ne reste plus d'électrons pour la conduction. Pour créer un électron libre, il faut fournir de l'énergie pour briser une liaison. C'est cette énergie est celle qui sépare la bande de valence du semi-conducteur de sa bande de conduction, définissant ainsi une gamme d'énergie inaccessible pour les électrons. Ceux dont l'énergie est comprise dans ce « gap » ne pourront pas exciter les électrons liés du cristal.

En comparant les équations de Maxwell pour les photons dans un milieu homogène, isotrope, non magnétique et en l'absence de charge, avec l'équation de Schrödinger qui régit le comportement des électrons, on peut remarquer que la permittivité électrique du milieu joue un rôle équivalent pour les photons au potentiel atomique périodique que subissent les électrons.

L'analogie optique est le cristal photonique, dans lequel on a une alternance périodique de matériaux diélectriques macroscopiques qui conduit à une variation périodique de l'indice optique. Si les constantes diélectriques des matériaux sont suffisamment différentes, et si l'absorption de la lumière y est faible, on assiste alors aux mêmes phénomènes pour les photons que pour les électrons dans un réseau cristallin des semi-conducteurs en physique du solide [22] et la lumière ne pouvant pas se propager pour certaines longueurs d'onde. On parle alors de Bande Interdite Photonique (BIP) [3]. Cette propriété intéressante offre aux cristaux photoniques la possibilité du contrôle de la propagation de la lumière et permet ainsi d'envisager de nombreuses applications dans le domaine des nanotechnologies.

Les cristaux photoniques sont appelés aussi matériaux à bande interdite photoniques (en anglais PBG: Photonic BandGap). Ils désignent des structures diélectriques, semi-conductrices ou métalliques, modulées de façon périodique sur une ou plusieurs directions de l'espace, et qui permettent le contrôle des ondes électromagnétiques à l'échelle de la longueur d'onde.

Les cristaux photoniques sont donc des milieux artificiels et transparents dans lesquels l'indice optique varie de manière périodique. Cette variation périodique peut être réalisée dans une, deux ou trois directions de l'espace. Si la variation de l'indice optique est suffisante, et si cette structuration est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière utilisée, alors il peut exister des directions dans lesquelles des photons d'une certaine énergie n'ont pas la possibilité de se propager [23]. Les structures photoniques périodiques de taille sub-longueur d'onde ont fait l'objet depuis une dizaine d'années de recherches continues sur le plan de la théorie, de la fabrication et des applications et selon différentes dimensions (figure I-1) :

- 1D, plus connus sous le terme de miroirs de Bragg.
- 2D, actuellement les plus faciles à modéliser avec les moyens de calcul courants.
- 3D, dont les effets sont les plus intéressants puisqu'ils permettent un contrôle significatif de la propagation dans les trois dimensions spatiales, par contre leur fabrication reste encore un défi technologique malgré les réussites de démonstrations expérimentales [24,25].

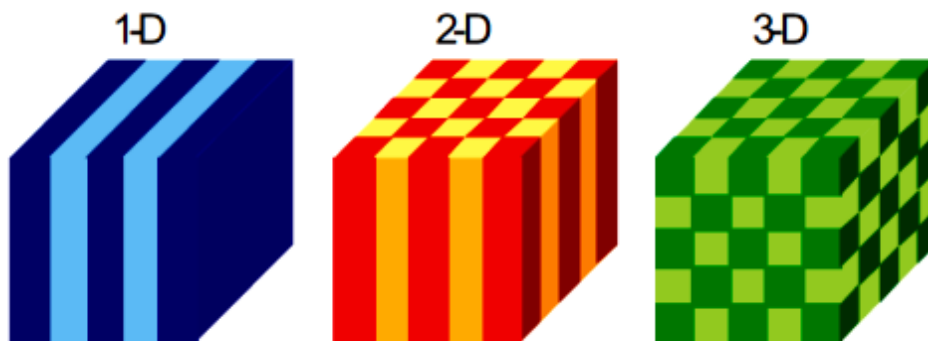


Figure I -1 : *Les différents types de cristaux photoniques: unidimensionnels 1D, bidimensionnels 2D et tridimensionnels 3D*

II-2-2- Analogie électron-photon

L'analogie entre les équations de propagation de l'électromagnétisme et l'équation de Schrödinger vient de la périodicité géométrique du cristal. En effet la périodicité de la constante diélectrique dans l'équation de Maxwell est analogue à la périodicité du potentiel atomique cristallin. Cela nous permet de penser qu'une variation périodique de la permittivité pourra conduire à l'apparition de bandes d'énergie interdites pour les photons, autrement dit, des domaines de longueur d'onde pour lesquels la lumière ne pourra pas se propager dans les

diélectriques. Puisque les diélectriques sont supposés sans perte, toute la lumière incidente sera réfléchi.

Cette analogie entre les équations de propagation des ondes électromagnétiques et l'équation fondamentale de la mécanique quantique [26] rend aisée son étude dans le domaine optique ou dans celui des ondes millimétriques [23]. Cette analogie permet de comprendre les diverses propriétés optiques des matériaux et notamment les cristaux photoniques bidimensionnels qui nous intéressent.

Les équations de Maxwell et l'équation de Schrödinger d'un électron dans un potentiel périodique d'un réseau cristallin d'ions sont très proches, mis à part le fait que les premières sont vectorielles et la dernière est scalaire. Les équations de Maxwell seront plus complexes à résoudre. Cependant, la transversalité des champs nous simplifiera la tâche et sera même essentielle dans certains cas.

- *Equations de Schrödinger*

L'équation de Schrödinger, en utilisant l'opérateur Hamiltonien pour la fonction d'onde ψ d'un électron dans un potentiel V , s'écrit :

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) = -\frac{2m}{\hbar^2} (U - V(\vec{r})) \psi(\vec{r}) \quad (I.1)$$

Où :

U : L'énergie de l'électron, m sa masse.

\hbar : La constante de Planck réduite.

$\psi(\vec{r})$: La fonction d'onde et E est l'énergie de l'électron.

$V(\vec{r})$: Représente la distribution du potentiel électrique.

- *Equations de Maxwell*

Le comportement des systèmes optiques et électromagnétiques est décrit par les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau diélectrique.

Dans le cas d'un milieu diélectrique, linéaire, homogène, isotrope, non magnétique, de permittivité relative $\epsilon_r(\vec{r})$ et en l'absence de charges et de courants, les équations de Maxwell s'expriment de la manière suivante :

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

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = -\varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{I. 3})$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r})) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{I. 4})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{I. 5})$$

Où :

$\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ désignent respectivement le champ électrique et le champ magnétique, ε_0 et μ_0 représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide, r et t représentent les dépendances spatiales et temporelles.

- Le matériau utilisé est macroscopique et isotrope, de sorte qu'on puisse utiliser une grandeur scalaire pour la constante diélectrique. Elle est supposée indépendante de la fréquence, du moins dans la gamme de fréquences qui nous intéresse pour le système considéré.
- On s'intéresse uniquement à des matériaux diélectriques à faibles pertes, ce qui signifie que la constante diélectrique est purement réelle.
- Enfin, on suppose la perméabilité magnétique égale à 1 (ce qui est très proche de la réalité pour la plupart des matériaux diélectriques auxquels on s'intéresse généralement).

On introduisant l'opérateur $\vec{\nabla}$ dans l'équation(I.2), on aura:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t)) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t)) \quad (\text{I. 6})$$

En remplaçant $\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t)$ de l'équation(I.3), on obtient :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t)) = \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (\text{I. 7})$$

La recherche de solutions harmoniques $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-j\omega t}$ et $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{-j\omega t}$ aboutit à :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I. 8})$$

Avec : $c^2 \mu_0 \varepsilon_0 = 1$

$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$: La vitesse (la célérité) de la lumière dans le vide et ω pulsation.

On sait que :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) - \Delta \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I. 9})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) = 0$$

On aura alors l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\vec{r}) = -\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I. 10})$$

C'est l'équation de propagation et l'opérateur $\vec{\nabla}^2$ est linéaire et Hermitien (Opérateur dont les éléments de matrice symétriques sont conjugués sur un espace vectoriel complexe) pour le champ électrique.

Dans ce cas, l'équation de la fonction d'onde d'un électron de masse m dans un potentiel V (équation (I.1)) est analogue à l'équation d'onde électromagnétique dans un milieu caractérisé par sa constante diélectrique $\epsilon_r(\vec{r})$ (équation (I.10)) et ce sont deux équations aux valeurs propres.

L'équation (I.10) définit les valeurs possibles de la fréquence d'une onde se propageant dans le matériau en l'absence d'excitation extérieure et les amplitudes des champs associés. L'équation (I.1) définit les valeurs possibles de l'énergie d'un électron se propageant librement dans un potentiel et les fonctions d'onde associées. L'énergie U de l'électron et la fréquence ω de l'onde électromagnétique sont les valeurs propres, dictées respectivement par le potentiel et la constante diélectrique.

Expérimentalement, on cherche à déterminer le champ électrique au lieu du champ magnétique, car le premier est facilement mesurable. Mais théoriquement la résolution de l'équation transverse électrique devient une tâche plus délicate. Pour cela les théoriciens ont contourné le problème en redéfinissant le champ électrique comme solution de l'équation transverse électrique [9,23] pour le rendre hermétique.

De cette similitude, ils découlent des propriétés analogues pour les deux systèmes. Ainsi, de la même manière que la périodicité du potentiel cristallin V d'un semi-conducteur entraîne l'apparition de bandes interdites en énergie pour les électrons, la périodicité de la constante diélectrique $\epsilon_r(\vec{r})$ d'un cristal photonique est à l'origine de domaines de fréquences pour lesquels le cristal ne supporte pas de mode électromagnétique, autrement dit, pour lesquels la lumière ne peut se propager dans la structure. N'étant pas non plus absorbée, cette lumière sera réfléchie.

Les concepts de la physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et le théorème de Bloch sont applicables pour la résolution de l'équation d'onde. De cette manière nous pouvons obtenir des bandes interdites photoniques (par analogie aux bandes interdites électroniques). D'autre part, en introduisant un défaut dans la périodicité d'un cristal photonique, on peut faire apparaître un mode localisé dans la bande interdite, c'est-à-dire une fréquence de propagation permise dans la bande interdite photonique [28,29].

II-2-3- Loi d'échelle

Des lois d'échelles permettent de simplifier l'étude des cristaux photoniques qui rendent les propriétés optiques non dépendantes de la taille des structures à BIP [30].

Supposons un cristal B créé à partir d'un cristal A par multiplication de ses dimensions par un facteur s réel. Les propriétés optiques du cristal B peuvent être obtenues à partir de celle du cristal A par la transformation: λ à $s\lambda$. Les relations de dispersion des cristaux photoniques sont ainsi généralement représentées en unités normalisées par la période du réseau réel « a ». Notons ω_r et k_r la fréquence et vecteur d'onde normalisés. En considérant c la célérité de la lumière dans le vide, ω et k la pulsation et le vecteur d'onde, on obtient :

$$\omega_r = \omega \frac{a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} \quad (\text{I. 11})$$

$$k_r = k \frac{a}{2\pi} \quad (\text{I. 12})$$

Avec a la grandeur caractéristique du cristal photonique (paramètre de maille du cristal), et λ la longueur d'onde. Ainsi, les propriétés à la fréquence ω d'un cristal de constante diélectrique $\varepsilon(\vec{r})$ dont on néglige la dispersion spectral, sont les mêmes que celles d'un cristal de constante diélectrique $\varepsilon(\vec{r}/s)$ à la fréquence ω/s .

Cela signifie que l'on peut obtenir des matériaux photoniques avec des propriétés semblables pour n'importe quelles gammes de fréquences [23, 31]. Cette caractéristique nous permettra théoriquement de caractériser expérimentalement les cristaux photoniques à l'échelle des micro-ondes où la technologie de conception ne demande pas beaucoup de contraintes et de prédire leurs propriétés à l'échelle optique.

II-2-4- Notion du réseau direct, du réseau réciproque et de la zone de Brillouin

Beaucoup de propriétés des cristaux photoniques sont directement liées à l'étude de leur diagramme de bandes et la relation de dispersion. La représentation des diagrammes de bandes se fait pour des composantes du vecteur d'onde variant le long des directions de haute

symétrie. Ces points de haute symétrie se trouvent dans la première zone de Brillouin qui fait partie du réseau réciproque. Les surfaces de dispersion des CPhs ont des périodicités et des symétries qui découlent de celles du réseau direct. Pour les étudier, on utilise les notions de réseau réciproque et de la zone de Brillouin.

On associe à un cristal photonique une fonction diélectrique périodique $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{R})$ suivant la dimensionnalité de la structure, la constante diélectrique est une fonction périodique du système suivant $N=1, 2$ ou 3 directions de l'espace, et est invariante selon les $(3-N)$ pour d'autres directions. Le vecteur \vec{R} est une combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau direct $\{a_i\}$:

$$\vec{R} = l_1 \vec{a}_1 + l_2 \vec{a}_2 + l_3 \vec{a}_3 \quad \text{avec } l_1, l_2, l_3: \text{entiers} \quad (\text{I.13})$$

Dans ce cas, le théorème de Floquet-Bloch pour un problème aux valeurs propres, nous permet de mettre les solutions de l'équation (I.10) sous la forme [32] :

$$\vec{H}(\vec{r}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \vec{H}_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \quad (\text{I.14})$$

Avec comme valeurs propres $\omega_n^2(\vec{k})/c^2$ où $\vec{H}_{n,\vec{k}}$ est la fonction de Bloch périodique satisfaisant la relation :

$$(\vec{\nabla} + i\vec{k}) \times \frac{1}{\varepsilon} (\vec{\nabla} + i\vec{k}) \times \vec{H}_{n,\vec{k}} = \left(\frac{\omega_n(\vec{k})}{c} \right)^2 \vec{H}_{n,\vec{k}} \quad (\text{I.15})$$

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

$$\lambda_n(\vec{k}) = \left(\frac{\omega_n(\vec{k})}{c} \right)^2 \quad (\text{I.16})$$

C'est l'ensemble des courbes de dispersion des fréquences propres $\omega_n(\vec{k})$ qui constitue la structure de bandes du CPh étudié.

Ce diagramme de bandes est un élément crucial, car il donne une « cartographie » de tous les états électromagnétiques possibles pouvant exister dans la structure photonique. Les états propres associés à des valeurs propres différentes sont orthogonaux entre eux.

A chaque état propre, $\vec{H}_{n,\vec{k}}$ correspond une distribution précise du champ électromagnétique obéissant à certaines règles de symétrie. Etant donnée la périodicité, la fonction diélectrique peut être décomposée en série de Fourier et s'écrit sous la forme :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \sum_m \vec{\varepsilon}(\vec{G}_m) e^{i\vec{G}_m \cdot \vec{r}} \quad (\text{I. 17})$$

Le vecteur \vec{G}_m est une combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau réciproque $\{b_j\}$:

$$\vec{G}_m = p_1 \vec{b}_1 + p_2 \vec{b}_2 + p_3 \vec{b}_3 \quad (\text{I. 18})$$

Où p_1, p_2, p_3 sont des nombres entiers.

Les vecteurs de ce réseau réciproque sont définis par les équations :

$$\begin{cases} \vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \\ \vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \\ \vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \end{cases} \quad (\text{I. 19})$$

Où les vecteurs du réseau réciproque $\{b_j\}$ sont reliés au réseau direct par la relation :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi \delta_{ij} \quad (\text{I. 20})$$

Avec le symbole de Kronecker $\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$

Les paramètres \vec{a}_i et \vec{b}_j sont les vecteurs des réseaux réel et réciproque.

Revenons à la condition qu'impose une translation à une fonction de Bloch :

$$\vec{H}(\vec{r} + \vec{R}_n) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_n} \vec{h}(\vec{r}) \quad (\text{I. 21})$$

Cette équation est inchangée lorsque l'on remplace le vecteur \vec{k} par le vecteur $\vec{k} + \vec{G}$ où \vec{G} , en tant que vecteur du réseau réciproque, vérifie la relation (I. 20). Cela signifie que les états propres correspondant aux vecteurs \vec{k} et $\vec{k} + \vec{G}$ sont physiquement équivalents, et possèdent la même énergie. En d'autres termes, l'énergie des ondes de Bloch existant dans la structure photonique est une fonction périodique du vecteur d'onde, de même périodicité que le réseau réciproque. Nous pouvons donc restreindre la recherche des états propres à la première zone de Brillouin, polyèdre construite autour de l'origine de l'espace réciproque et qui renferme tous les états possibles du système. On peut en effet ramener tous les vecteurs de l'espace réciproque à un vecteur appartenant à la première zone de Brillouin, en leur rajoutant un vecteur \vec{G} du réseau réciproque.

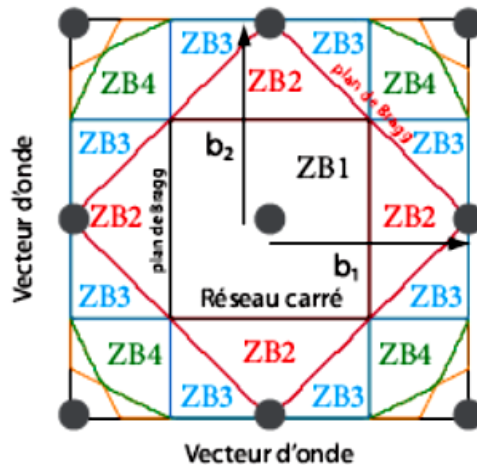


Figure I -2 : Premières zones de Brillouin (ZB) d'un réseau carrée.

Les plans de Bragg sont traces en différentes couleurs.

La ZB n°3 est atteinte en traversant 2 plans de Bragg (droite noire puis droite rouge).

D'autres considérations, de symétrie en particulier, peuvent encore limiter le domaine de l'espace réciproque à sonder. L'appartenance du réseau réciproque à un certain groupe de symétrie permet de restreindre l'étude à ce qu'on appelle la zone de Brillouin réduite.

Donc par définition :

- Les vecteurs définissant le réseau direct et réciproque sont inverses l'un de l'autre. Ainsi, puisque les vecteurs du réseau direct ont les dimensions d'une longueur, ceux du réseau réciproque ont la dimension de l'inverse d'une longueur. Dans notre cas, les vecteurs du réseau réciproque fournissent donc une base naturelle pour les vecteurs d'onde optique qui joueront un rôle prépondérant dans la théorie des bandes interdites photoniques.
- 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 nième zone de Brillouin est la suivante : ensemble des points pouvant être atteint depuis l'origine en croisant $n - 1$ plans de Bragg (Figure I-2).

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.

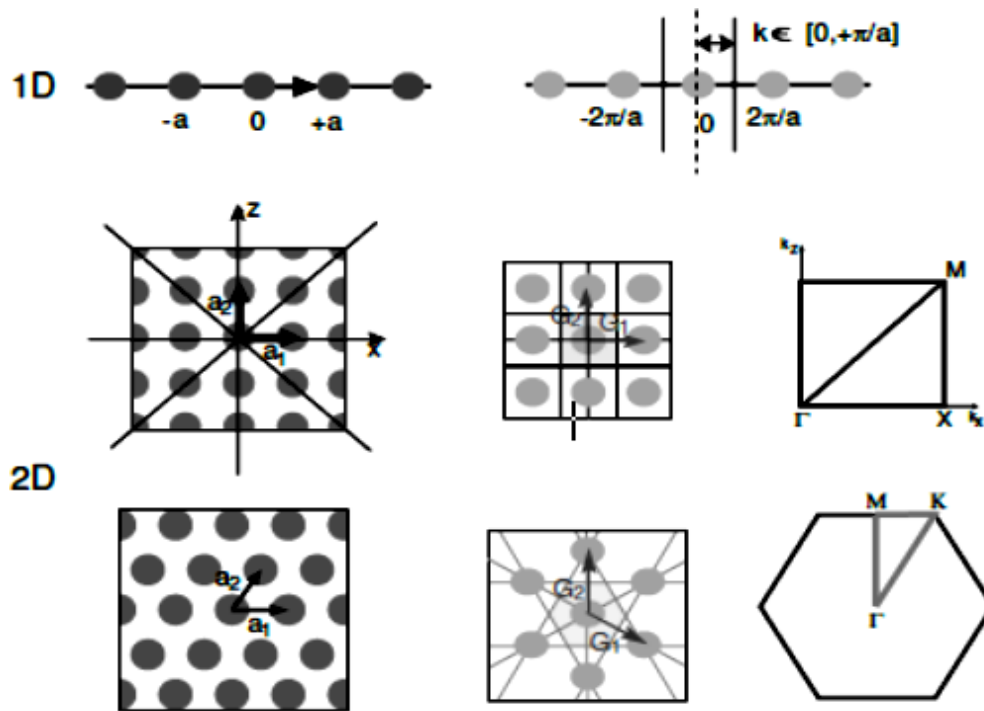


Figure I -3: Réseaux miroir de Bragg et 2D (à gauche) et les zones de Brillouin correspondantes (au centre grisé) et à droite

La première zone de Brillouin est la cellule élémentaire de l'espace réciproque où les points sont les plus proches de l'origine que tous les autres points du réseau périodique. La figure I-3 présente plusieurs exemples de cristaux photoniques et les zones de Brillouin correspondantes, pour des cas 1D (réseau de Bragg) et 2D (réseau carré et triangulaire). Comme on peut le remarquer sur ces figures, dans les cas 1D et 2D, la première zone de Brillouin s'obtient en traçant les médiatrices des segments joignant l'origine des nœuds les plus proches du réseau réciproque.

À partir de ce domaine ainsi délimité, il est possible de couvrir tout l'espace en faisant des translations d'un vecteur \vec{G} . Il suffit donc de faire évoluer \vec{k} dans ce domaine pour représenter \vec{k} , l'ensemble des courbes de dispersion du cristal. Ce domaine peut encore être réduit en considérant les symétries du cristal.

Prenons l'exemple de 1D. Dans ce cas, la première zone de Brillouin est l'intervalle $\left[-\frac{\pi}{a}, +\frac{\pi}{a}\right]$. Mais on peut remarquer que si une onde de vecteur \vec{k} et de fréquence ω est solution du problème, la symétrie du système nous impose une propagation de l'onde

en sens opposé, de vecteur $-\vec{k}$. On peut donc restreindre l'étude à un intervalle $\left[0, +\frac{\pi}{a}\right]$, que l'on nomme zone de Brillouin « irréductible ».

II-2-5- Théorème de Bloch

Les modes propres, solutions des équations de Maxwell d'un milieu périodique, doivent posséder, comme ce dernier, des propriétés de symétrie de transition périodique discrète. Le théorème de Bloch énonce que les modes propres d'un tel milieu, ou modes de Bloch, peuvent s'écrire en fonction du champ magnétique comme suit:

$$H_k(r) = e^{ik \cdot r} u_k(r)$$

$$u_k(r) = u_k(r + a)$$

Avec $u_k(r + a)$ qui peut donc s'écrire quand il est décomposé en séries de Fourier dans l'espace réciproque [40] :

$$u_k(r) = \sum_m c_{k,m} e^{imbr}$$

Où $b = \frac{2\pi}{a}$: est le vecteur de base du réseau dit réciproque.

$c_{k,m}$: sont des coefficients de dilatation

Dans l'espace réciproque, le vecteur d'onde d'un état de Bloch est défini par un vecteur du réseau réciproque près, en raison de la périodicité du facteur $u_k(r)$ dans le réseau direct. Conventionnellement, on choisit \vec{k} plus proche du nœud 0 du réseau réciproque que de tout autre nœud. Ce domaine est nommé la première zone de Brillouin, et permet de caractériser entièrement les solutions. La deuxième zone de Brillouin est composée des points du réseau réciproque plus proches des premiers nœuds que du nœud 0 et des deuxièmes nœuds par ordre de distance au nœud 0, et ainsi de suite.

II-2-6- Vitesse de groupe et vitesse de phase

La vitesse de groupe est la vitesse de propagation d'un paquet d'ondes. Elle est souvent confondue avec la vitesse de transmission de l'énergie dans le milieu. Elle a un rôle très important dans la propagation de la lumière et les réponses optiques dans les cristaux photoniques.

Dans le cas simple d'un milieu linéaire, homogène et isotrope, la propagation d'une onde monochromatique est régie par l'équation d'onde. Les ondes monochromatiques planes, dont la distribution de champ est sinusoïdale dans le temps et dans l'espace, représentent les solutions les plus élémentaires de cette équation d'onde. On appelle « vitesse de phase » la

vitesse de propagation d'une telle onde car elle est le reflet de la vitesse de déplacement d'un point de l'espace associé à une valeur de phase fixée.

Considérons une onde plane monochromatique dans un milieu unidimensionnel, sa vitesse de phase V_φ correspond à la vitesse à laquelle la phase de l'onde se propage dans l'espace. Dans le cas d'un matériau homogène d'indice de réfraction n , on a :

$$V_\varphi = \frac{c}{n}$$

La vitesse de phase est la vitesse de déplacement d'une surface équi-phase. Pour une phase s'exprimant par:

$$\varphi(x, t) = \omega t - kx + \varphi_0$$

On en déduit la vitesse de phase en écrivant que la phase reste inchangée après un déplacement Δx sur une durée Δt :

$$\omega t - k_0 x + \varphi_0 = \omega(t, \Delta t) - k_0(x, \Delta x) + \varphi_0$$

Avec $\omega(\Delta t) = k_0(\Delta x)$.

Donc on peut l'obtenir plus généralement pour des matériaux dispersifs (ou l'indice de réfraction dépend de la pulsation), connaissant la pulsation et le vecteur d'onde, par la relation:

$$V_\varphi = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k}$$

De par leur uniformité à la fois dans le temps et dans l'espace, les ondes monochromatiques ne peuvent pas transmettre la moindre information. En effet, elles occupent tout l'espace et s'étendent depuis le début jusqu'à la fin des temps. De telles ondes ne peuvent pas exister dans la réalité. Ainsi, pour transmettre une information et donc un signal optique, on modifie l'amplitude ou la phase de l'onde monochromatique. En fait, le signal proprement dit (donc l'énergie lumineuse) se propage à la vitesse de groupe [1].

Pour les milieux périodiques non absorbants, Yeh [33] a démontré que la vitesse de groupe peut être définie par la relation vectorielle suivante:

$$\vec{V}_g = \overrightarrow{grad} \omega(k) \Big|_{k=k_0}$$

Dans ce cas, la vitesse de groupe est portée par la normale à la surface iso-fréquence ($(\omega(k) = \omega = \text{constante})$) au point de coordonnées (k_x, k_y, k_z) . Elle n'est pas nécessairement colinéaire à la vitesse de phase. Cela apparaît dans les phénomènes d'anisotropie.

La vitesse de groupe est déterminée par la pente de la courbe de dispersion. Sachant que la dérivée de la relation de dispersion représente la vitesse de groupe de la lumière, celle-ci se

voit être réduite jusqu'à s'annuler en bord de zone de Brillouin ou les modes sont stationnaires. Les cristaux photoniques sont ainsi capables de ralentir la lumière.

II-3- Propagation de la lumière dans un cristal photonique

Les propriétés des équations d'ondes sont à la base de l'étude des cristaux photoniques. Pour étudier leurs propriétés, nous devons nous baser sur les équations de Maxwell. Les équations de Maxwell permettent de décrire la propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique dont l'indice peut être périodique. Ici, nous nous intéressons tout particulièrement au profil du champ et à sa relation de dispersion. Les ondes électromagnétiques sont régies par les quatre équations de Maxwell fondamentales (I.2), (I.3), (I.4) et (I.5). Dans un milieu isotrope, linéaire, sans pertes, non absorbant, non magnétique, de perméabilité magnétique $\mu_r(\vec{r})$ égale à 1, de permittivité relative $\epsilon_r(\vec{r})$ et en supposant que les courants et les charges sont absents.

A l'échelle macroscopique, il est important de noter que le même comportement physique est observé si l'on change d'une manière proportionnelle les dimensions et la longueur d'onde du système, on peut dire que dans ces lois d'électromagnétisme, il n'y a pas de longueur fondamentale. Il est commode d'utiliser la loi d'échelle pour étudier les cristaux photoniques, en introduisant une fréquence normalisée :

$$u = \frac{a}{\lambda}$$

Avec, a une longueur caractéristique du cristal et λ la longueur d'onde.

Donc les champs $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ sont des champs transverses à la direction de propagation et vérifient les équations d'onde suivantes :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (I.22)$$

$$\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (I.23)$$

Les solutions de ce système peuvent être décrites comme des ondes planes de la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{j\omega t} \quad \text{et} \quad \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{j\omega t}$$

$\lambda = 2\pi c/\omega$: La longueur d'onde dans le vide.

Le vecteur d'onde \vec{k} est défini de telle sorte que le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ soit direct et que :

$$k^2 = n^2 \omega^2 / c^2$$

Avec : $n = \sqrt{\epsilon_r(\vec{r})}$ et c étant la célérité de la lumière dans le vide.

Les équations de Maxwell étant linéaires, donc il y a une possibilité de séparer la dépendance temporelle de la dépendance spatiale et de construire des solutions du problème à partir d'une combinaison linéaire d'éléments de cette base de solutions harmoniques et les parties réelles des champs complexes $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ représentent des champs physiques. Alors, la résolution des équations (I.22) et (I.23) se réduit aux deux équations suivantes:

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{I.24})$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{I.25})$$

Dans ce cas, on propose des méthodes numériques pour résoudre le problème. Parmi les techniques de modélisation utilisées: les méthodes des ondes planes, FDTD (Finite Difference Time Domain), des éléments fins, des réseaux de diffraction et la méthode des matrices de transfert pour calculer les coefficients de réflexion et de transmission pour les CPhs de taille finie. Les méthodes des ondes planes et FDTD sont les plus répandues et celles qui seront utilisées par la suite.

III- Dimensionnalité des cristaux photoniques

III-1- Cristal photonique unidimensionnel 1D (CPh 1D)

Les cristaux photoniques issus d'une analogie avec les cristaux solides, de la même manière que la périodicité d'un cristal solide modifie les propriétés de conduction des électrons. L'introduction d'une périodicité dans la matière à l'échelle de la longueur d'onde permet une ingénierie des propriétés dispersives de ces matériaux.

En 1966, C'est Kossel [34] qui a étudié les similitudes entre le cristal photonique unidimensionnel et la physique du solide.

Remontons à l'année 1887. C'est à cette époque que les toutes premières études portant sur un matériau diélectrique présentant une périodicité suivant une direction ont été menées. En effet, au cours de cette année, Lord Rayleigh [35] a décrit le comportement des ondes dans un film multicouches pour lequel l'indice de réfraction alternait d'une couche à l'autre.

En 1977, Yeh [36] proposa une méthode de matrice transfert pour résoudre ce système. Ce type de structure, appelé réseau de Bragg, est représenté sur la figure I-4 :

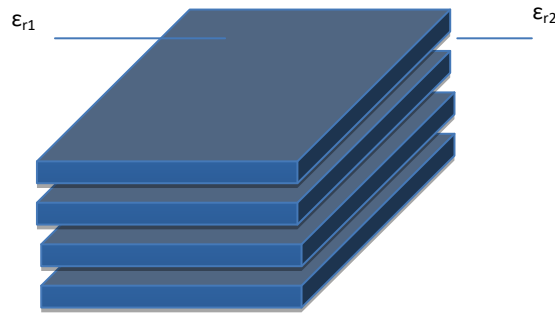


Figure I -4 : Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$)

Les miroirs de Bragg, qui ont été étudiés dès le XIX^{ème} siècle, sont les cristaux photoniques les plus simples : leur périodicité est selon une dimension. L'article d'Yablonoitch [3] est généralement considéré comme celui qui a relancé l'intérêt pour ces structures périodiques en optique.

En effet, Eli Yablonoitch et ses collaborateurs y décrivent la propriété fondamentale des cristaux photoniques : ces structures créent une bande de fréquence où la lumière ne peut pas se propager quelle que soient sa direction et sa polarisation à cause des interférences destructives entre les différents rayons diffractés par le réseau. Il propose d'utiliser cette propriété pour contrôler l'émission spontanée. Sajeev John [37] envisage d'utiliser des structures périodiques pour étudier la localisation d'Anderson dans le domaine optique.

La fabrication de CP à une dimension peut être réalisée par différentes techniques de croissance de couches minces : par épitaxie par jets moléculaires (MBE), déposition par phase chimique gazeuse (MOCVD), ou grâce aux techniques de structuration des matériaux massifs (Laser, FIB, RIE, lithographie...) [38].

Les réseaux de Bragg sont utilisés en optique dans plusieurs applications, on peut citer : les filtres de longueur d'onde sélectifs, les multiplexeurs, les convertisseurs de modes pour fibres optiques, compensation de la dispersion, lasers spéciaux à bande étroite etc....

III-1-1- Empilement périodique de couches diélectriques

Les cristaux photoniques unidimensionnels sont des simples alternances de couches de permittivité différentes. Le miroir de Bragg, qui est un empilement de couches de matériaux diélectriques de permittivités différentes est un cas particulier très intéressant. Grâce à ses interférences constructives, il permet de renvoyer pratiquement la totalité de l'onde incidente. Le nombre de couches doit être impair et débiter par la couche d'indice de réfraction le plus

fort. En respectant ces conditions, on obtient uniquement des interférences constructives en réflexion, aux minimas de transmission.

Considérons un miroir comportant deux types de couches de longueur et de permittivité (a_1, ε_1) et (a_2, ε_2) avec $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$ et appelons a la période spatiale de l'empilement (Figure I -4). Lorsqu'une onde incidente se propage au sein d'un de ces deux milieux et arrive à l'interface de ces derniers, une partie de cette lumière est réfléchi. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase de π , si l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice. L'autre partie est transmise au deuxième milieu au sein duquel elle va se propager. L'opération que nous venons de décrire se répète pour chaque couche constitutive du miroir de Bragg comme le montre la figure I -5.

Il s'agit d'une description très simple du phénomène. Il faut tout de même prêter attention à la valeur des déphasages, qui eux-mêmes dépendent de la longueur d'onde. Selon leurs valeurs, on peut obtenir des interférences constructives, qui vont entraîner une réflexion totale, ou destructives.

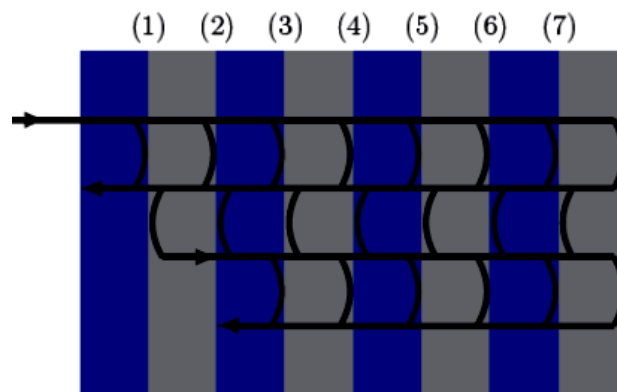


Figure I -5: Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque couche

Si l'on souhaite obtenir une structure parfaitement réfléchissante sur une certaine bande de longueurs d'ondes, il convient de choisir intelligemment l'épaisseur des couches :

- Lorsque l'épaisseur optique totale $n_1 \cdot a_1 + n_2 \cdot a_2$ des alternances est de $\lambda/2$ où λ est la longueur d'onde, l'onde réfléchi par l'interface (1) est en phase avec celles réfléchies par les interfaces (3), (5), etc.

- Par suite de ces interférences constructives, on finit par aboutir à une réflexion totale, ce qui revient à dire que l'onde ne peut, en fait, se propager et que l'on a bien affaire à une bande interdite photonique.
- Dans le cas particulier où les deux couches de chaque alternance ont une même épaisseur optique $n_1 \cdot a_1 = n_2 \cdot a_2 = \frac{\lambda}{4}$; et les ondes réfléchies par toutes les interfaces (1), (2), (3), etc. sont en phase.

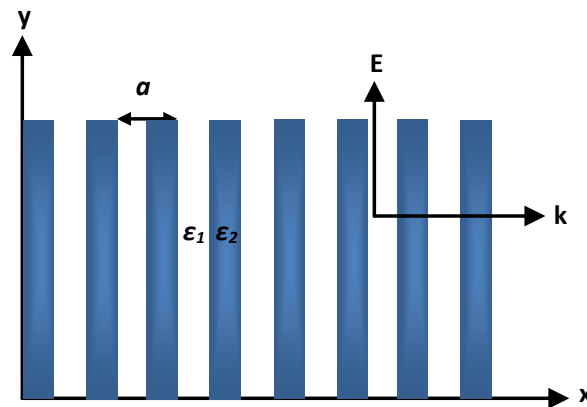


Figure I -6: Géométrie d'un miroir de Bragg constitué deux couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 .

Lorsqu'une onde plane se propageant dans un empilement périodique de couches minces optiques d'indices différents, le système unidimensionnel peut être résolu de manière quasiment analytique. Le développement donné ici peut être trouvé dans les références [39] ou [40]. Considérons le cas d'une onde en incidence normale pour laquelle le champ électrique est orienté suivant Oy (Figure I -6).

On à l'équation d'une onde (I.23) se propageant dans un cristal photonique peut s'écrire sous forme simple:

$$\frac{c^2}{\epsilon(x)} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

Le développement en série de Fourier de la périodicité de permittivité $\epsilon(x) = \epsilon(x + a)$:

$$\epsilon^{-1}(x) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} A_m \exp\left(j \frac{2\pi m}{a} x\right)$$

Où m est un entier naturel.

A_m Sont les coefficients de Fourier.

a est la période de l'empilement.

La périodicité du système impose aux modes propres du champ électrique d'être des modes de Bloch.

$$E(x, t) = E_k(x, t) = u_k(x) \cdot \exp(j(kx - \omega_k t))$$

Où ω_k est la fréquence du mode propre

et $u_k(x)$ est une fonction périodique de période a .

Ceci implique que les modes de Bloch peuvent ensuite être décomposés en série de Fourier :

$$E_k(x, t) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} E_m \exp \left[j \left(k + \frac{2\pi m}{a} \right) x - j\omega_k t \right] \quad (I.26)$$

Où les E_m sont les coefficients de Fourier associés à E .

Analytiquement, nous allons supposer que dans le développement de l'inverse de la permittivité diélectrique les trois termes centraux sont prédominants, le développement devient alors :

$$\varepsilon^{-1}(x) \approx A_0 + A_1 \exp \left(j \frac{2\pi}{a} x \right) + A_{-1} \exp \left(-j \frac{2\pi}{a} x \right) \quad (I.27)$$

En substituant les développements de (1.25) et (1.26) dans l'équation d'onde puis en dérivant et regroupant les termes, nous obtenons une équation avec toutes les valeurs de m (le terme en facteur de l'exponentielle égal à 0):

$$A_1 \left(k + \frac{2(m-1)\pi}{a} \right) \cdot E_{m-1} + A_0 \left(k + \frac{2m\pi}{a} \right)^2 \cdot E_m + A_{-1} \left(k + \frac{2(m+1)\pi}{a} \right) \cdot E_{m+1} \approx \left(\frac{\omega_k}{c} \right)^2 \quad (I.28)$$

Les modes E_0 ($m = 0$) et E_{-1} ($m = -1$) sont les modes dominants dans lesquels le champ électrique est au bord de première zone de Brillouin ($k = \pi/a$).

Si on suppose que la courbe de dispersion est proche de celle qu'aurait un matériau homogène de permittivité diélectrique égale à la permittivité moyenne de la structure, c'est-à-dire que $\omega_k^2 \approx A_0 c^2 k^2$, on obtient le système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} \omega_k^2 - A_0 c^2 k^2 & -A_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \\ -A_{-1} c^2 k^2 & \omega_k^2 - A_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_0 \\ E_{-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (I.29)$$

Ce système est linéaires et possède une solution non triviale si et seulement si son déterminant s'annule :

$$\begin{vmatrix} \omega_k^2 - A_0 c^2 k^2 & -A_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \\ -A_{-1} c^2 k^2 & \omega_k^2 - A_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (I.30)$$

En extrémité de zone de Brillouin, le calcul de ce déterminant devient simple et donne deux solutions qui sont les extrémités de la courbe de dispersion:

$$\frac{c\pi}{a} \sqrt{A_0 - |A_1|} < \omega < \frac{c\pi}{a} \sqrt{A_0 + |A_1|}$$

Donc cet intervalle de fréquences représente ce que l'on appelle bande interdite photonique (figure I -7), dans lequel aucun mode n'existe dans cet intervalle.

Notons que celui-ci est d'autant plus grand que la modulation de la constante diélectrique A_1 est importante et qu'il s'annule lorsque le matériau est homogène ($A_1=0$).

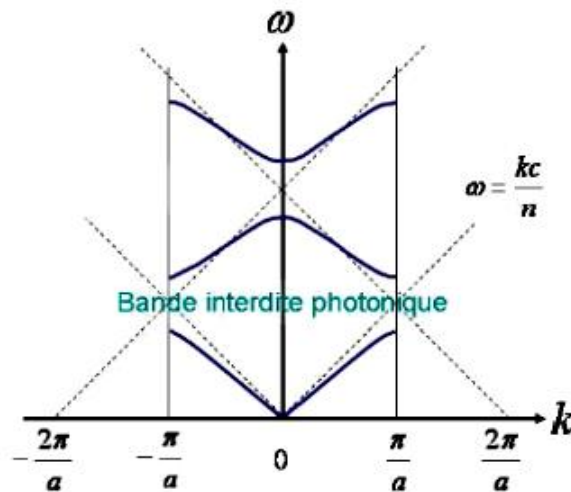


Figure I -7: Relation de dispersion d'un cristal photonique 1D

La figure I -7 représente la relation de dispersion $\omega(k)$ entre la pulsation ω et le vecteur d'onde k d'une onde monochromatique qui propage dans un cristal unidimensionnel, on remarque que :

- Aux faibles fréquences lorsque $\lambda \gg a$: l'onde se propage sans être perturbée par la modulation d'indice du milieu.
- Au bord de la zone de Brillouin lorsque $k \approx \pi/a$ et $k \approx -\pi/a$: les fréquences des deux modes sont du même ordre de grandeur et les modes de vecteur d'onde se mélangent. Ceci conduit à une levée de dégénérescence et à l'apparition de la bande interdite photonique.

- A l'intérieur de la bande interdite, aucun mode ne peut se propager, le milieu est alors un réflecteur parfait. Évidemment ceci est vrai uniquement dans le cas idéal d'un matériau non absorbant et pour une structure périodique infinie.
- Le mode de haute fréquence possède des maxima de champ électrique localisés dans le matériau de bas indice, alors que celui de basse fréquence est localisé dans les régions à haut indice. Ces deux distributions de symétrie opposées ne pouvant pas exister simultanément à la même fréquence, elles sont séparées par une bande interdite photonique [23].

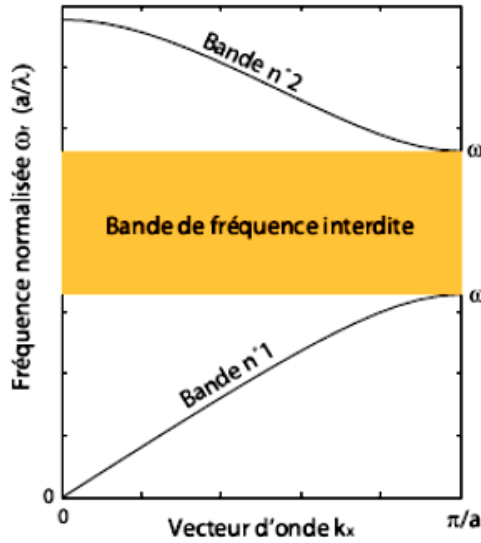
III-1-2- Ouverture d'une Bande Interdite Photonique (BIP)

Examinons qualitativement l'ouverture d'une bande interdite dans la relation de dispersion d'un miroir de Bragg. Prenons une onde plane électromagnétique de vecteur d'onde k selon la direction de l'empilement.

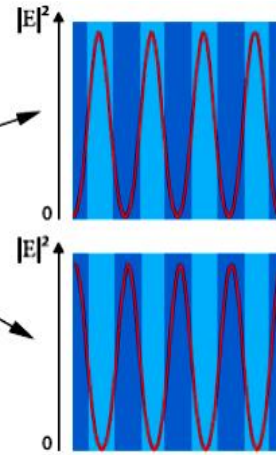
L'onde va se réfléchir à chaque interface de cellule périodique élémentaire pour donner une onde de vecteur d'onde $-k$. Le déphasage $\Delta\varphi$ entre deux ondes réfléchies séparées par une cellule élémentaire de la structure périodique est $2ak$, les ondes réfléchies interfèrent constructivement pour $k = \pi/a$ et les ondes propagées et réfléchies, ainsi couplées par le milieu, donnent naissance à deux ondes stationnaires.

Les conditions de périodicité et de symétrie imposent les positions des nœuds des deux ondes stationnaires au centre de l'une ou l'autre des couches de permittivité ε_1 ou ε_2 . Ces répartitions du champ permettent de minimiser la fonction d'énergie électromagnétique tout en gardant l'orthogonalité entre les modes [23]. Le champ de ces ondes est donc majoritairement concentré dans l'un des deux matériaux, celui d'indice fort ou celui d'indice faible. Les fréquences ω_1 et ω_2 associées à ces deux ondes sont par conséquent distinctes.

Au bord de la première zone de Brillouin, les modes optiques propres de la structure sont stationnaires: la puissance du mode de fréquence ω_1 se concentre dans le matériau de fort indice, tandis que celle du mode de fréquence ω_2 se concentre dans le matériau de faible indice. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont désignées respectivement par bande diélectrique et bande d'air.



(a)- Relation de dispersion des empilements de couches de matériaux diélectriques de permittivités différentes ($a_1 = a_2$, $\epsilon_1 = 1$ et $\epsilon_2 = 11$) pour un vecteur d'onde perpendiculaire aux couches



(b)- Allure du champ électrique $|E|^2$ pour $k_x = \pi/a$ à l'intérieur des couches.

Figure I -8: Relation de dispersion d'un miroir de Bragg [23].

La dégénérescence des fréquences ouvre une bande interdite photonique $\Delta\omega$ entre ω_1 et ω_2 (Figure I -8). Cette bande est d'autant plus étroite que le contraste d'indice de réfraction entre les couches est faible, mais existe dès que $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$.

Pour un contraste d'indice faible, cette largeur peut être approchée par:

$$\Delta \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left[\frac{|n_1 - n_2|}{|n_1 + n_2|} \right]$$

Où n_1, n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques, avec $n_i = \sqrt{\epsilon_i}$.

Une onde incidente perpendiculaire à l'empilement ayant une fréquence appartenant à la BIP va donner naissance à :

- une onde qui s'atténue à l'intérieur du miroir.
- Si le nombre de périodes est grand devant la longueur d'atténuation, l'onde incidente sera entièrement réfléchie.
- Aux basses fréquences, quand la longueur d'onde est grande par rapport à la périodicité, la relation de dispersion du miroir de Bragg s'apparente à la celle d'un milieu homogène ayant un indice de réfraction moyen $\sqrt{\epsilon_{moy}}$. Cet indice correspond à la moyenne des indices des couches pondérées par leurs épaisseurs.

Au bord et au centre de la zone de Brillouin, il y a une levée de dégénérescence qui permet d'avoir une bande interdite photonique (BIP) ou gap photonique, car aucun mode n'est accessible. Plus le contraste est grand entre les indices de réfraction, plus la bande interdite s'élargit. C'est la présence de ces bandes interdites qui donne toutes les propriétés intéressantes des cristaux photoniques. En effet, ils agissent comme des miroirs parfaits à ces fréquences, et si les matériaux sont non-absorbants, nous avons un réflecteur parfait.

Typiquement, la largeur de la bande interdite photonique d'un réseau périodique unidimensionnel dépend du contraste d'indice des deux matériaux qui le composent. Lorsque ce contraste est faible, la largeur du gap est faible et lorsqu'il est élevé, elle augmente considérablement.

III-2- Cristal photonique bidimensionnel (CPh 2D)

Les cristaux photoniques unidimensionnels (réseau de Bragg), permettent de réfléchir les photons possédant une énergie dans un gap photonique et se propageant dans une direction proche de la normale à l'empilement. Ce cône d'acceptance autour de la normale est d'autant plus grand que la différence d'indice entre les matériaux est élevée [40], pour cela, un matériau à deux ou trois dimensions est réalisé. Une bande interdite s'obtient alors par recouvrement des bandes interdite 1D de toutes les directions de l'espace et les gaps qui apparaissent pour chaque direction sont différents en largeur et en position. Il est alors aisément compréhensible que l'ouverture d'une bande interdite photonique de largeur raisonnable à 2D ou 3D est conditionnée par le réseau périodique, le motif et la modulation d'indice. Pour connaître la zone de fréquences où toutes les bandes se recouvrent, on peut montrer qu'il suffit de connaître et de recouvrir les bandes associées aux directions de hautes symétries.

Les cristaux photoniques 3D permettent de contrôler la lumière dans tout l'espace et obtenir une bande interdite photonique omnidirectionnelle. Le problème majeur de ce type de structure est leur complexité.

Notre choix s'oriente vers les cristaux photoniques bidimensionnels qui ne sont pas aussi performantes que leur analogue tridimensionnel mais qui sont plus faciles à réaliser. Ces cristaux photoniques 2D peuvent présenter des gaps photoniques complets sur un plan et permettent le contrôle de radiations lumineuses dont la propagation est confinée dans un guide, ce qui est le cas en optique intégrée.

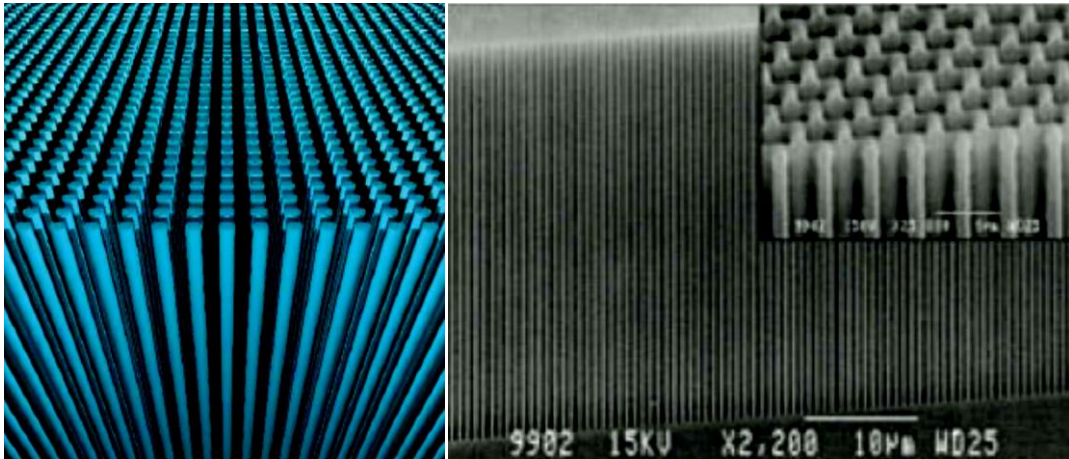


Figure I -9: *Vue d'artiste ' Patrick Nedel ' d'un cristal photonique bidimensionnel de réseau carré (image a gauche) et exemple de réalisation d'un cristal bidimensionnel de réseau triangulaire de période 650nm dans du silicium macroporeux (image a droite) [41]*

En 1996, Thomas Krauss [11] fit la première démonstration d'un cristal photonique bidimensionnel dans le spectre du visible. Ceci a ouvert la voie à la fabrication de cristaux photoniques par les méthodes utilisées dans le secteur des semi-conducteurs. Aujourd'hui, ces techniques permettent d'utiliser des cristaux photoniques en plaques (en anglais Photonic Crystal Slab), qui consistent en des cristaux photoniques bidimensionnels gravés dans des plaques de semi-conducteurs. La réflexion totale interne enferme la lumière dans la plaque et permet d'exploiter les propriétés du cristal.

Un cristal photonique 2D est une structure présentant une périodicité de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, qui définissent alors un plan de périodicité et homogène dans la troisième direction. De la même façon que pour un cristal photonique 1D, une onde se propage à travers le cristal où elle est réfléchi si sa fréquence est située dans sa bande interdite et ces propriétés optiques (ainsi que les structures unidimensionnelles en incidence non normale) sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique.

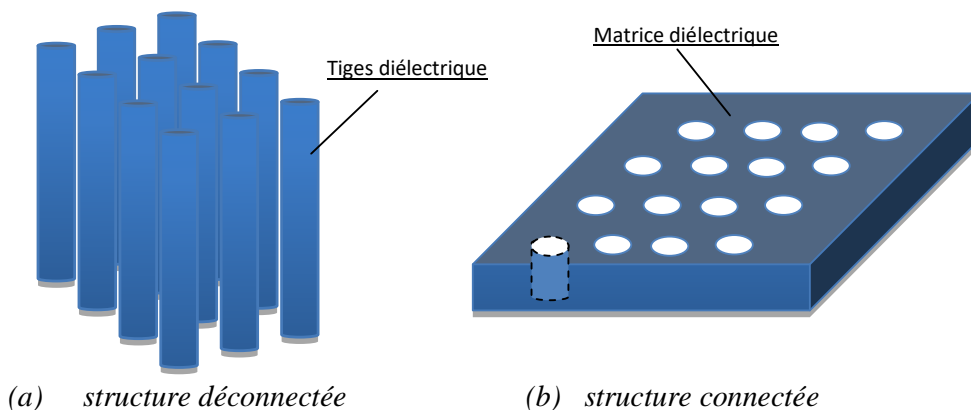


Figure I -10: *Structure cristaux photoniques bidimensionnels*

A deux dimensions, les cristaux photoniques sont composés de deux types de structures périodiques diélectriques :

- Les structures déconnectées : les motifs élémentaires sont d'indice n_1 supérieur à l'indice n_2 de l'espace inter motifs. Elles sont constituées de tiges diélectriques (piliers) alignées périodiquement dans l'air, (Figure I -10-(a)).
- Les structures connectées : les motifs élémentaires sont d'indice n_1 inférieur à l'indice n_2 de la matrice diélectrique (trous d'air percés dans un diélectrique, (Figure I -10-(b)).

III-2-1- Propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels

III-2-1-1- Différentes familles

De nombreux théoriciens [42,43,44] ont cherché à optimiser les dimensions des structures pour obtenir des bandes interdites totales même si celles-ci possèdent peu d'application. Les structures 2D se regroupent principalement suivant trois familles qui sont les réseaux carrés, triangulaires et hexagonaux.

▪ Le réseau carré

Les nœuds du réseau carré sont situés sur un carré de côté « a », la première zone de Brillouin est un carré de côté $2\pi/a$ dont le centre est le point Γ de coordonnées (0,0). Par des considérations de symétrie (le carré possédant 4 axes de symétrie principaux), on peut montrer que la zone de Brillouin irréductible est un triangle rectangle isocèle de sommets Γ XM (Figure I-11-(a)). Il a été montré que ce type de réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique [45]. Il est ainsi difficile d'obtenir une bande interdite totale, c'est-à-dire une bande interdite qui empêche la propagation quelle que soit la polarisation.

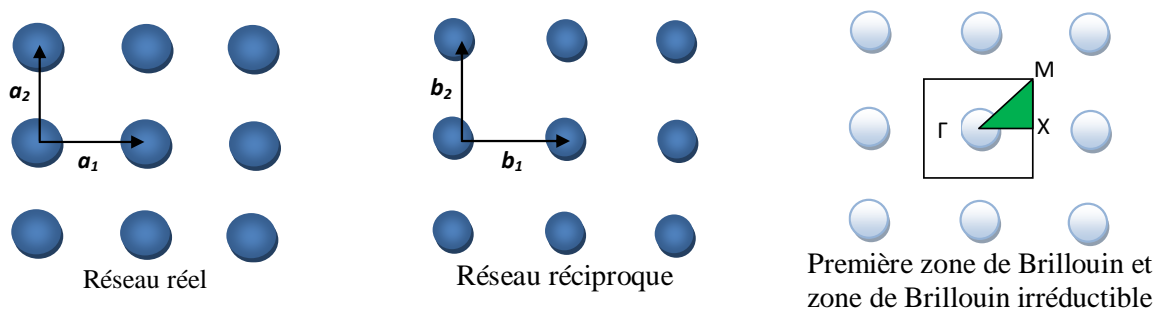


Figure I -11-(a): Structure CPh 2D, réseau carrée

▪ Réseau triangulaire

Le réseau triangulaire, est le réseau 2D de plus haute symétrie dès lors que l'on se limite à un seul « atome » par maille. Le réseau réciproque est aussi un réseau triangulaire et la zone de Brillouin est un hexagone (Figure I-11-(b)). Chaque nœud du réseau est espacé de son proche voisin d'une même distance « a ». Cette structure est moins sensible à l'angle d'incidence que le réseau carré mais permet d'ouvrir des bandes interdites les plus larges dans le plan et aussi la bande interdite complète qui reste difficile à obtenir.

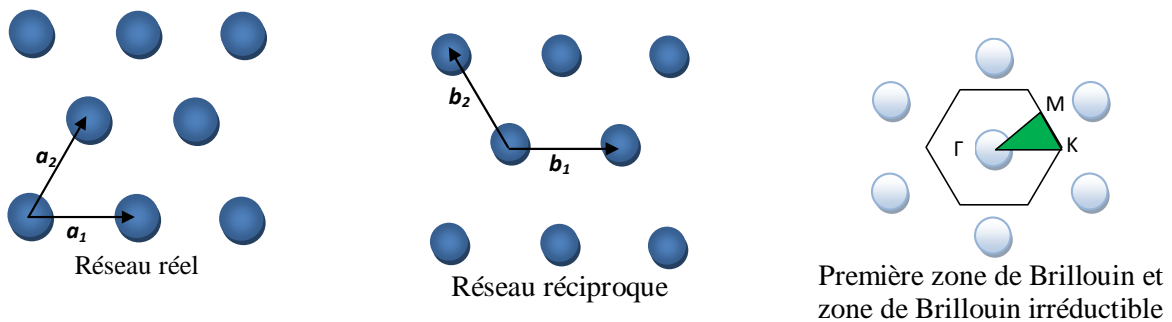


Figure I -11-(b): Structure CPh 2D, réseau triangulaire

▪ Réseau hexagonal

La géométrie la plus utilisée dans la littérature pour réaliser les structures BIP 2D est la structure hexagonale [42]. Sur un réseau hexagonal, si tous les nœuds sont identiques et espacés de « a », alors on appelle cette structure « graphite » car elle est similaire à la structure cristalline du graphite. À la différence du réseau triangulaire, il s'agit d'un réseau à deux « atomes » par maille. Le réseau réciproque est aussi un réseau hexagonal et la zone de Brillouin irréductible (Figure I-11-(c)) est la même que pour le réseau triangulaire avec les directions principales notées ΓQ et ΓP [1].

Dans ce cas, on a six axes de symétrie qui se déduisent les uns des autres par des rotations de $\pi/6$ avec une invariance par rotation de $\pi/3$.

Grâce à ce réseau, il est possible d'interdire la propagation des ondes électromagnétiques avec des largeurs spectrales relatives voisines de 10% [42]. La possibilité d'une bande interdite complète avait été prédite pour la première fois dans le cas d'un réseau de tiges diélectriques cylindriques [1].

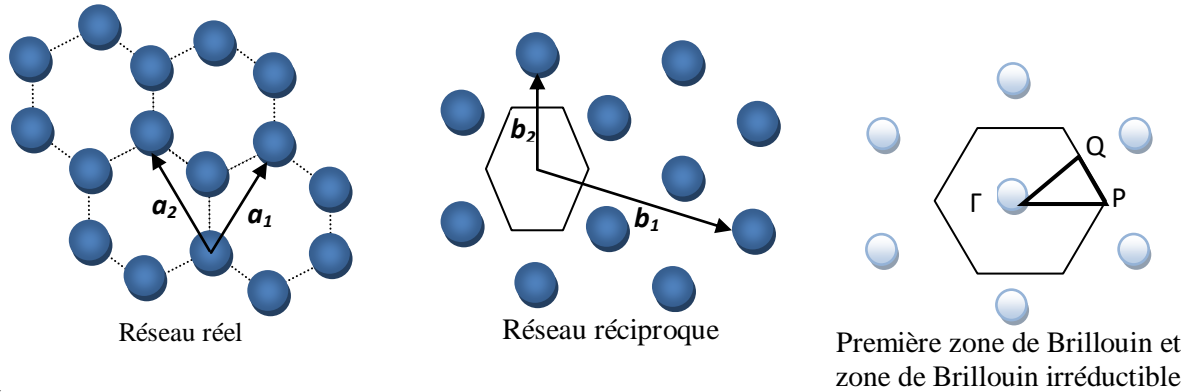


Figure I -11-(c) : Structure CPh 2D, réseau hexagonal

III-2-1-2- Réseau de Brillouin et facteur de remplissage

La notion de la zone de Brillouin est nécessaire pour décrire le comportement optique d'un cristal dans lequel la symétrie de translation joue un rôle essentiel.

Nous venons de décrire l'espace réciproque qui est lui-même périodique. Il est construit à partir d'une cellule élémentaire. Dans l'espace réciproque, il existe cependant une infinité de cellules élémentaires possibles. Une des façons pour obtenir une cellule élémentaire, est de construire la cellule élémentaire de Weigner-Seitz liée à l'origine du repère. Cette cellule correspond en fait à la cellule élémentaire centrée sur le nœud du réseau à l'origine du repère. Elle s'obtient en traçant les médiatrices entre tous les nœuds du réseau à l'origine.

La plus petite zone issue des intersections de ces médiatrices définit la cellule élémentaire de Weigner-Seitz. Dans le réseau réciproque, la cellule élémentaire de Weigner-Seitz correspond à la première zone de Brillouin.

Des considérations de symétrie permettent de restreindre le domaine de l'espace réciproque à la zone de Brillouin réduite qui correspond à la région délimitée par les points de haute symétrie Γ , X et M. Ces caractéristiques sont résumées dans le tableau I -1.

	Réseau direct	Réseau réciproque	Zone de Brillouin Irréductible
Carrée	$a_1 = (1,0)$ $a_2 = (0,1)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1,0)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$	$\Gamma = (0,0)$ $X = \left(\frac{\pi}{a}, 0\right)$ $M = \left(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right)$
Triangulaire	$a_1 = (1,0)$ $a_2 = \left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a}\left(1, \frac{1}{\sqrt{3}}\right)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}\left(0, \frac{2}{\sqrt{3}}\right)$	$\Gamma = (0,0)$ $M = \left(\frac{4\pi}{3a}, 0\right)$ $K = \left(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a\sqrt{3}}\right)$
Hexagonal	$a_1 = \left(-\frac{a\sqrt{3}}{2}, \frac{3a}{2}\right)$ $a_2 = \left(\frac{a\sqrt{3}}{2}, \frac{3a}{2}\right)$	$b_1 = \left(-\frac{1}{a\sqrt{3}}, \frac{1}{3a}\right)$ $b_2 = \left(\frac{1}{a\sqrt{3}}, \frac{1}{3a}\right)$	$\Gamma = (0,0)$ $Q = \left(\frac{1}{2a\sqrt{3}}, \frac{1}{6a}\right)$ $P = \left(\frac{2}{3a\sqrt{3}}, 0\right)$

Tableau I -1 : Tableau représentant l'espace direct, réciproque et la zone de Brillouin pour un réseau carrée, triangulaire et hexagonal

Pour le réseau carré la première zone de Brillouin est un carré dont le centre est le point Γ de coordonnées (0,0) (figure I -11-(a)). La zone de Brillouin irréductible est alors un triangle communément appelé (ΓXM) dont la surface est 1/8 de celle de la première zone de Brillouin. Dans le cas du réseau triangulaire, la première zone de Brillouin est un hexagone et sa zone de Brillouin irréductible est un triangle (ΓMK) dont la surface est 1/12 de celle de la première zone de Brillouin (figure I -11-(b)).

Le facteur de remplissage pour un réseau bidimensionnel désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque de surface : $A = \pi.r^2$, où r est le rayon du disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau.

- Pour le réseau carré l'aire de la cellule élémentaire est $A_c = a^2$ et le facteur de remplissage est alors:

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

Où a est le paramètre de maille élémentaire

- Pour le réseau triangulaire l'aire de la cellule élémentaire est $A_c = \frac{\sqrt{3}}{2}a$ et le facteur de remplissage est alors: $f = \frac{A}{A_c} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2$

III-2-1-3- Polarisation TE et TM

Dans le cas de réseaux bidimensionnels, il faut considérer deux directions de propagation au lieu d'une seule comme dans le cas des unidimensionnels. Une structure deux dimensions est périodique selon un plan (xoz) et invariante selon la troisième direction (oy). Ainsi, les modes propagatifs doivent osciller dans la direction oy, avec un vecteur d'onde k_y . Si $k_y = 0$, une onde électromagnétique peut être décomposée en deux polarisations (figure I -12) :

- La polarisation TE correspond au cas où le vecteur de champ magnétique \vec{H} est parallèle à l'axe des barreaux (structure déconnectée) ou des trous de la structure (structure connectée), et leurs composantes : H_y, E_x et E_z
- La polarisation TM correspond, quant à elle, au cas où le vecteur de champ électrique \vec{E} est parallèle à l'axe des tiges, et leurs composantes : E_y, H_x et H_z

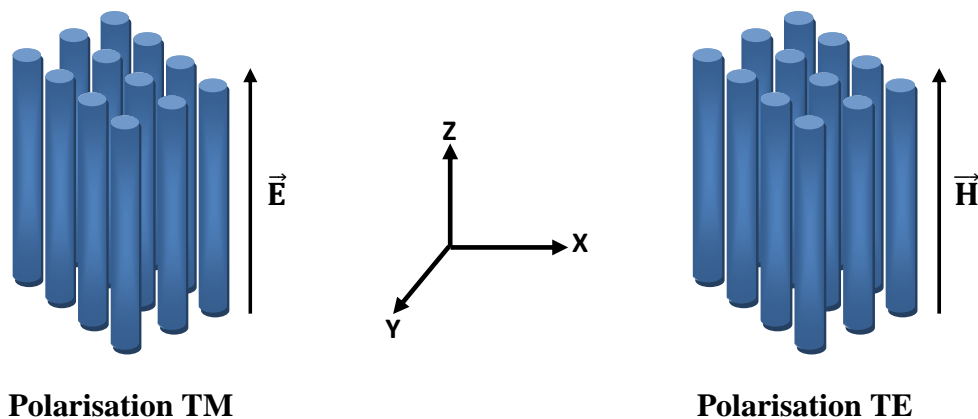


Figure I -12 : Représentation des polarisations TE et TM dans un BIP 2D

Les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes. Il existe donc une bande interdite TE et une bande interdite TM. Les bandes interdites qui apparaissent dans chaque cas doivent se superposer pour former une bande interdite totale. Elle empêche ainsi la propagation de l'onde incidente quelle que soit sa polarisation [26].

III-2-2- Bande interdite photonique complète

Pour calculer les diagrammes de bandes, il faut considérer pour chaque cristal, toutes les directions de propagation possibles. Comme en physique du solide [46], on montre que pour

certaines symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs d'ondes \vec{k} situés à l'intérieur de la zone de Brillouin irréductible. Le vecteur \vec{k} varie le long des directions de hautes symétries de cette zone qui fait partie du réseau réciproque.

Une bande interdite photonique d'un cristal est dite complète (ou totale) lorsque, pour le domaine de fréquences considéré (figure I -13), le cristal ne supporte aucun mode électromagnétique de propagation, c'est-à-dire qu'une onde dont la fréquence est dans la bande interdite totale ne peut pas se propager dans le cristal quelle que soit sa polarisation et sa direction de propagation.

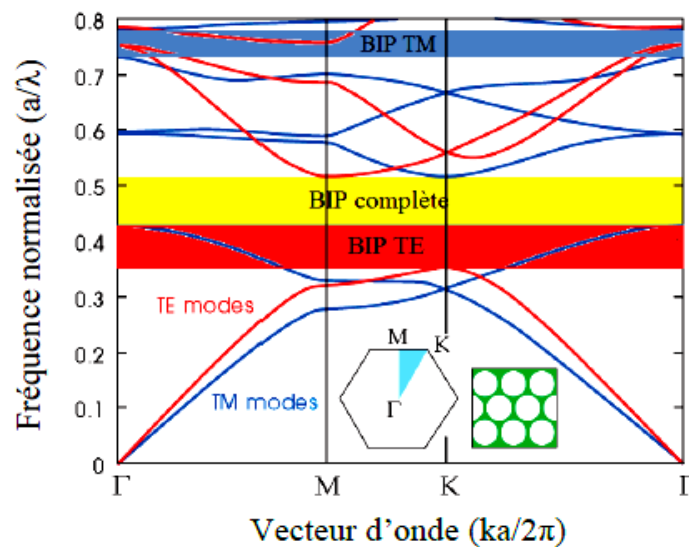


Figure I -13 : Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel (réseau triangulaire) dans les deux polarisations [23] : le recouvrement des deux bandes omnidirectionnelles TE et TM donne naissance à une bande interdite totale.

Seule une structure dont l'indice est périodique dans les trois directions de l'espace est susceptible de posséder des bandes interdites complètes. Mais souvent, le caractère total d'une bande interdite s'entend par rapport au nombre de directions de périodicité que le cristal possède. Ainsi, pour un cristal à deux dimensions une bande est dite complète si, dans le domaine de fréquences considéré, le cristal ne supporte aucun mode pour une propagation dans le plan perpendiculaire.

En réalité, nous ne pouvons obtenir théoriquement une bande interdite complète que dans le cas des structures 3D, où il n'y a aucune propagation de l'onde incidente quelle que soit la polarisation et la direction de l'onde incidente.

III-2-3- Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle

Afin de mieux contrôler la propagation d'onde électromagnétique, quelle que soit son incidence, il faut montrer la bande interdite à deux dimensions pour un contrôle dans tout le plan ou à trois dimensions dans tout l'espace.

Considérons un matériau dont l'indice de réfraction varie en deux dimensions (figure I - 14-(a)). Quelle que soit sa direction d'incidence dans le plan, l'onde voit une structure périodique. A chaque direction dans le plan on peut associer une bande interdite unidimensionnelle. La plage spectrale commune à toutes les bandes interdites dans le plan constitue la bande interdite bidimensionnelle.

Pour obtenir le contrôle d'une onde incidente dans les trois directions de l'espace, un cristal photonique tridimensionnel est nécessaire.

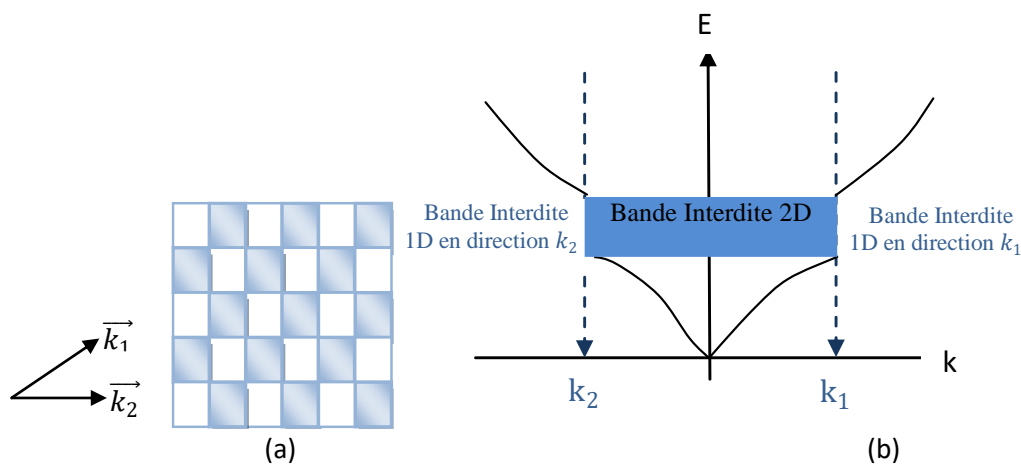


Figure I -14 : (a)- Cristal photonique 2D, (b)- Bande interdite omnidirectionnelle obtenue dans le plan lorsque toutes les bandes interdites unidirectionnelles se recouvrent.

Pour qu'une bande interdite existe, il faut que les bandes interdites unidirectionnelles se recouvrent au moins partiellement sur la première zone de Brillouin. On peut montrer que les extrémums de bandes sont situés le long des directions de haute symétrie de la zone de Brillouin [47].

Il suffit donc d'étudier les directions de haute symétrie pour connaître les propriétés de la bande interdite omnidirectionnelle. Le recouvrement des bandes interdites unidimensionnels sera maximal si les bandes interdites sont centrées à des fréquences proches. La situation la plus favorable est celle où la zone de Brillouin est la plus isotrope. Le réseau triangulaire à deux dimensions et le réseau cubique à faces centrées (CFC) en trois dimensions s'en rapprochent le plus.

III-2-4- Cartes des bandes interdites

Les cartes de bandes interdites représentent les bords de bandes interdites en fonction du facteur de remplissage dans l'air ou le rapport r/a (r est le rayon de motif cylindrique et a est la période de réseau). Donc pour un indice du matériau donné, il est intéressant de connaître l'influence du rapport r/a sur la position et la largeur des gaps photoniques. Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière.

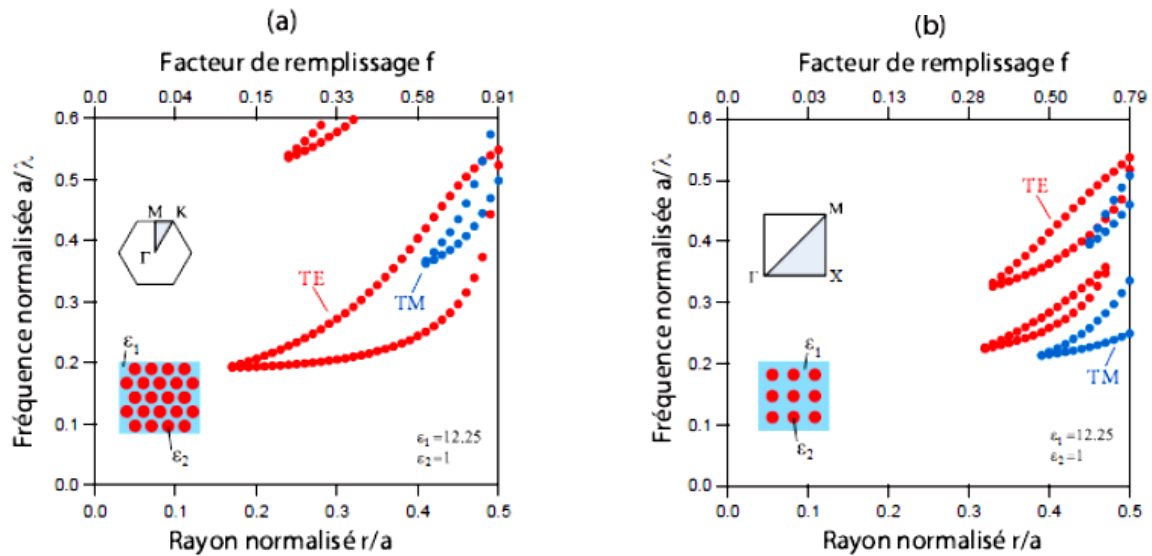


Figure I -15 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 12.25$), (a)- réseau hexagonal, (b)-réseau carré [48]

bande interdite s'ouvre. Pour le réseau carré, les bandes interdites s'ouvrent pour $f = 0.32$ en polarisation TE et $f = 0.48$ en polarisation TM. L'intersection des bandes interdites TE et TM correspondent la région de bande interdite complète.

Le réseau hexagonal montre la plus large bande interdite en mode TE pour des facteurs de remplissages plus faibles que ceux du réseau carré. Donc le réseau hexagonal est préféré pour confiner la lumière avec un matériau de faible indice.

III-3- Cristal photonique tridimensionnel (CPh 3D)

Un cristal photonique tridimensionnel est un matériau dont l'indice est modulé périodiquement dans les trois directions de l'espace avec une forte amplitude de modulation.

Un CPh (3D) peut présenter une bande interdite photonique complète dans toutes les directions de l'espace, c'est-à-dire qu'il se comporte comme un réflecteur parfait pour toute direction d'incidence. Un nombre conséquent de travaux se sont portés sur les différentes structures géométriques possibles et leur fabrication. Donc il existe un grand nombre de structures possibles (figure I -16) :

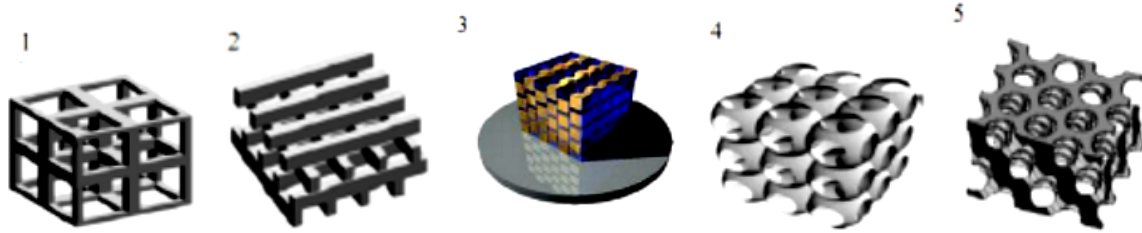


Figure I -16: *Différentes structures 3D comme la structure cubique (1), le tas de bois (2), la structure multicouches (3), les opales ou opales inversées (4) et la Yablonovite (5)*

Les potentialités des cristaux photoniques ont été décrites pour la première fois en 1987, par Eli Yablonovitch et Sajeev John. Eli Yablonovitch a proposé d'étendre le résonateur Fabry-Pérot utilisé pour les lasers semi-conducteurs à trois dimensions. Il a proposé d'utiliser une structure cubique face centré (CFC) pour interdire une bande de fréquence. Cela permettrait de diminuer fortement l'émission spontanée et donc le seuil du laser. Sajeev John a proposé une structure CFC pour localiser l'onde électromagnétique. Cette structure, en effet, est celle qui se rapproche le plus de la zone de Brillouin sphérique pour laquelle l'ensemble des directions sont équivalentes. Les énergies interdites sont positionnées aux mêmes endroits.

De tels cristaux ont été réalisés dès le début des années 90 [8] dans le domaine des micro-ondes, où la périodicité nécessaire est beaucoup plus grande. Le premier cristal photonique (3D) a été fabriqué par K.M Ho et al [6]. Il était formé de sphères de silicium arrangées sur une structure diamant. En 1992, Sözüer et al [49] améliore la convergence de la méthode des ondes planes et ils obtiennent une bande interdite complète pour la structure CFC à un atome par maille entre la 8^{ème} et 9^{ème} bande (figure I -17).

Mais l'histoire retient généralement la célèbre Yablonovite, structure 3D pour les micro-ondes fabriquée en 1993 par E. Yablonovitch [8] en perçant des trous dans du plexiglas selon trois angles azimutaux séparés de 120° (La figure I -18).

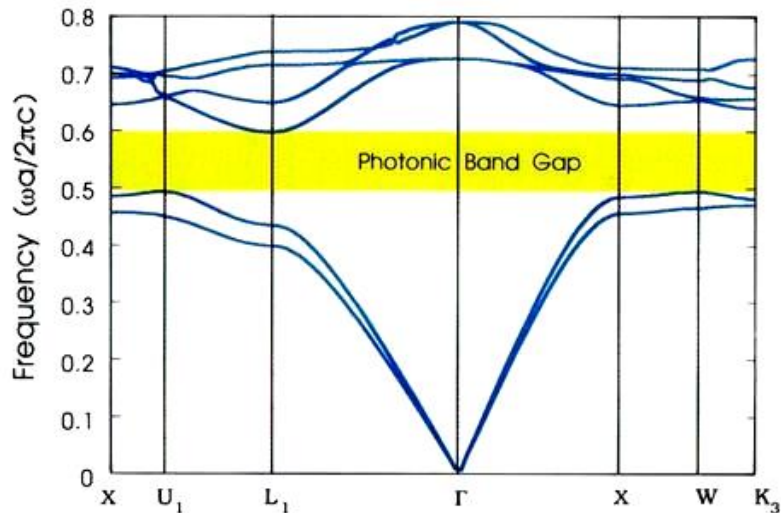


Figure I -17: Bande interdite complète dans une structure 3D

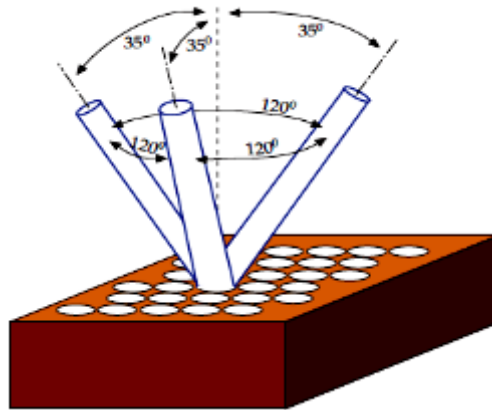


Figure I-18: La Yablonovite, une des premières structures avec une bande interdite photonique 3D: La structure 3D de périodicité CFC est obtenue en perçant chaque trou à partir du même masque sous trois angles différents (d'après Yablonovitch et al.)

En 1994 : Deux équipes Sözüer & al et Ho & al [50] ont proposé indépendamment une structure à bande interdite complète simple à réaliser, appelée ‘tas de bois’. Cette structure 3D est obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium poly-cristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir une bande d'énergies interdites omnidirectionnelle [51] (figure I -19).

Des cristaux photoniques similaires ont été fabriqués sur GaAs par Noda et al. [52] à base d'une procédure de fusion/élimination du substrat. Cette technique utilise des technologies standards de micro-fabrication des semi-conducteurs et permet l'insertion déterministe de défauts dans les structures fabriquées.

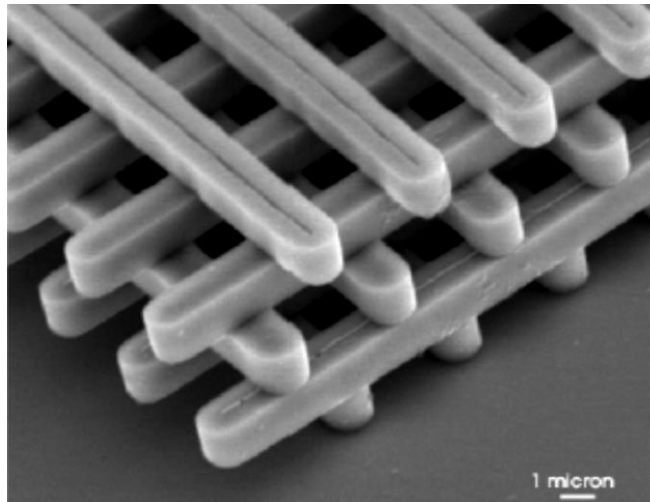


Figure I -19: Structures tas de bois : Images MEB d'une structure fabriquée par lithographie UV dans du silicium (Lin et al).

Une autre famille de cristaux photoniques tridimensionnels, basée sur l'organisation d'atomes sphériques, a aussi été beaucoup étudiée. Il s'agit des structures en opales et opales inversées [53] (Figure I-20). Les opales sont réalisées chimiquement par auto-organisation des sphères et leur procédé de fabrication est une alternative bon marché, aux structures obtenues par les techniques de micro/nano-lithographie. La première opale a été réalisée par sédimentation de sphères de silice (SiO_2) en solution. Les microsphères sont organisées par effet de gravité selon un réseau cubique à faces centrées (CFC) [54].

Les opales ont été étudiées notamment pour contrôler l'émission spontanée, ce qui était une des motivations originelles de l'étude des cristaux photoniques [55]. Le procédé de fabrication d'opales (d'après Joannopoulos et al.) est le suivant : des sphères de silices sont forcées de s'auto-organiser sur un substrat de silicium avec l'avancée du ménisque du solvant qui s'évapore. Pour obtenir une opale inversée de silicium, ce dernier est infiltré entre les sphères de silice qui sont ensuite remplacées par de l'air en utilisant une gravure humide.

La structure la plus intéressante à étudier est l'opale inverse (figure I-20-(c)), car elle présente, contrairement au réseau CFC de sphères, des bandes d'énergies interdites complètes.

La structure inverse est fabriquée à partir d'une structure de haut indice par infiltration de matière entre les sphères. Ces dernières sont ensuite dissoutes chimiquement pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice.

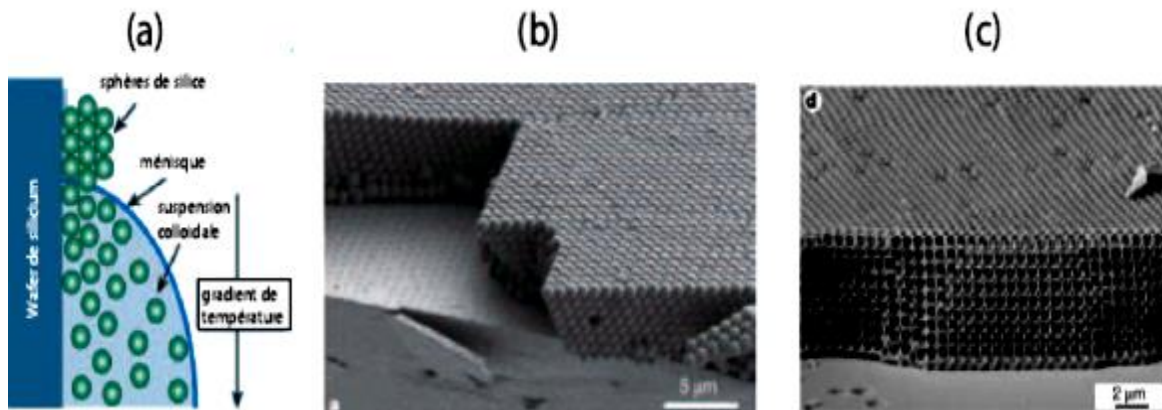


Figure I-20 : (a) *Etapes d'un procédé de fabrication d'opales* [56]
 (b) *Image MEB d'une opale* [57]
 (c) *Image MEB d'une opale inversée (d'après Vlasov et al.)* [57].

La technologie d'élaboration des cristaux photoniques tridimensionnels dans le domaine optique est particulièrement complexe et un effort important de recherche est consacré à la mise au point de procédés de fabrication de CPh 3D artificiels. Les seuls exemples de production de masse de telles structures tridimensionnelle se trouvent dans la nature, grâce aux miracles de la morphogénèse naturelle.

Les ailes de papillon en fournissent un exemple brillant : les couleurs chatoyantes qu'elles nous offrent sont produites par l'interaction entre la lumière ambiante et leurs micro-structurations naturelles (figure I -21). Il demeure que les CPhs 3D restent pour l'heure encore des objets de laboratoire et que leur transformation en dispositifs photoniques performants et « manufacturables » n'est pas encore d'actualité. C'est pourquoi l'essentiel des efforts des laboratoires s'est concentré sur les CPhs 2D, plus riches de promesses en matière de débouchés pratiques, du moins sur le moyen terme.

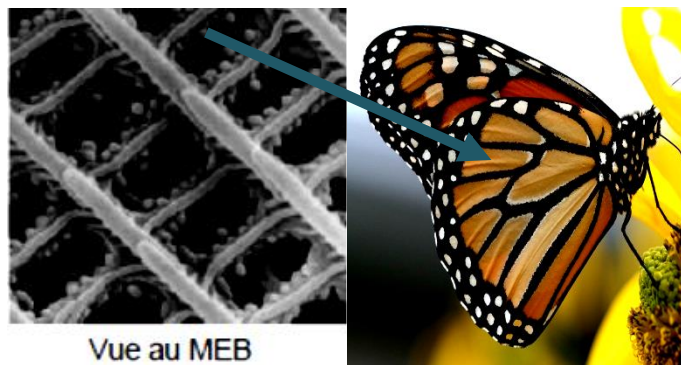


Figure 1 -21 : Un exemple de structure photonique 3D : les ailes de papillon [58].

IV- Domaine d'applications des cristaux photoniques

Comme nous l'avons vu précédemment, les applications des cristaux photoniques sont nombreuses : contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, guides d'ondes rectilignes, à fort rayon de courbure, faces miroir, filtres, microcavités à grand facteur de qualité, diffraction [59]. Nous allons donc exposer brièvement quelques exemples d'utilisation de cristaux photoniques bidimensionnels dans l'optique intégrée.

IV-1- Fibres optiques

Les fibres à cristaux photoniques sont déjà rentrées dans le domaine des applications industrielles [1]. Les premières fibres optiques, pour des applications en télécommunications ont été fabriquées en 1996 par le groupe d'Optoélectronique de l'Université de Bath [60], basées sur la réalisation d'un agencement périodique de trous d'air autour d'un cœur de silice.

La fibre à base de cristaux photoniques PCF (Photonic Crystal Fibers), appelée aussi fibres micro-structurées, fibres à trous, fibre à bandes interdites photoniques, a été une révolution de la fibre optique normale basée sur la réalisation d'un arrangement périodique de canaux d'air de dimensions micrométriques disposés parallèlement à l'axe de propagation et autour d'un cœur de silice (figure I -22). Cette région, au centre de la fibre, permettant le guidage de la lumière, est considérée comme le cœur de la fibre.

Les paramètres qui caractérisent cet arrangement et ajustent les propriétés optiques des fibres, sont la distance entre les centres de deux trous adjacents notée Λ (pas ou pitch) et le diamètre des trous d . Ces paramètres opto-géométriques permettent de définir le rapport d/Λ correspondant à la proportion d'air présente dans la fibre. L'arrangement des trous peut constituer une matrice triangulaire, hexagonale ou aléatoire. Le nombre de rangées ou de

couroannes de trous utilisées pour former la gaine microstructure constitue un critère important pour réduire les pertes de guidage.

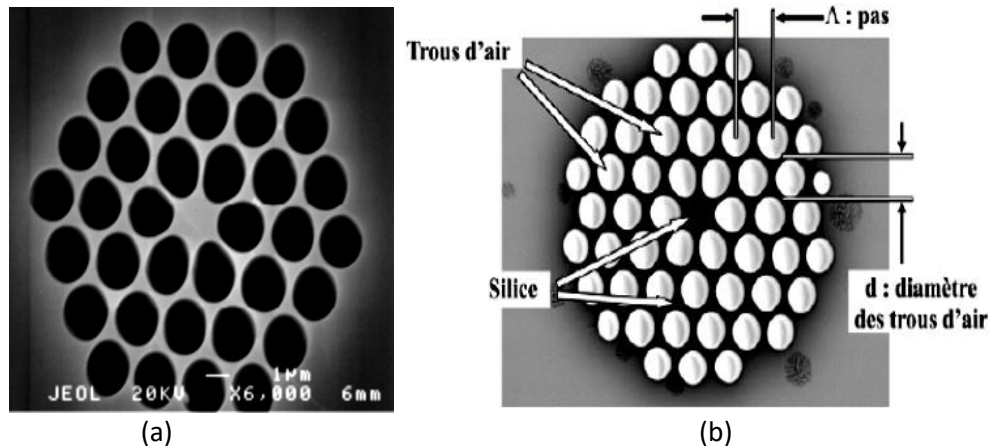


Figure 1 -22 : *Fibres optiques, (a) : section d'une fibre microstructure et (b) : Coupe transversale d'une PCF avec ses paramètres [61].*

On peut comparer la structure de la fibre à un cristal photonique 2D de hauteur infinie avec un défaut ponctuel en son centre. À la différence des structures présentées plus haut, la propagation lumineuse ne se fait pas dans le plan du cristal, mais parallèlement à l'axe des structures. La lumière est confinée au cœur de la fibre par l'action d'une structure périodique (hexagonal ou en nids d'abeille) entourant un défaut.

Le principe de fonctionnement de ces fibres peut être séparé en deux types :

- la lumière est guidée par réflexion interne, de la même manière que les fibres optiques traditionnelles [62]. Le cœur de la fibre est constitué d'un matériau de haut indice, entouré d'un matériau effectif d'indice plus faible, qui est un matériau troué périodiquement par des cylindres d'air. Une propriété intéressante de ce type de fibre est la possibilité d'obtenir un guidage monomode sur un vaste domaine de longueur d'onde.
- la lumière est guidée dans les fibres à cristal photoniques grâce à l'existence d'une BIP et la création d'un mode de défaut au sein de cette bande [63]. La structure périodique de trous percés autour du cœur permet d'agir à la manière d'un miroir de Bragg et d'y renvoyer la lumière. L'avantage de ce type de fibre est de pouvoir guider la lumière dans un cœur de bas indice, tel que l'air ou le vide. Par contre, cette fibre utilisant l'effet de BIP ne permet qu'une bande spectrale limitée.

IV-2- Cavités résonantes

Les premières études sur des micro-résonateurs furent réalisées avec des structures unidimensionnelles passives en optique guidée en 1996 par Krauss et al [64] et en 1997 par Foresi et al [65] avec des cristaux photoniques 1D et en 1997 par Labilly et al [66] avec des structures à bande interdite bidimensionnelles.

Si un défaut unique est introduit dans une structure périodique, à l'origine supposée parfaite, un mode (ou un groupe de modes) peut être obtenu à une certaine fréquence (ou à plusieurs fréquences spécifiques) dans la BIP. Le défaut se comporte comme une cavité entourée de miroirs, puisque les ondes à cette fréquence ne peuvent pas se propager dans le cristal photonique parfait. Les cavités dans les cristaux photoniques, qui ont habituellement de très hauts facteurs de qualité, ont l'avantage d'être très compactes et ne peuvent supporter que peu de modes.

En fait, le problème physique est décrit par une cavité ; seuls certains modes y sont donc autorisés. Les fréquences de ces modes dépendent du défaut, mais en faisant varier le rayon du défaut, on peut atteindre n'importe quelle fréquence située dans la bande interdite [67].

L'intérêt de ces cavités est de réaliser des sources de lumière certes peu directives, mais très localisées et intenses; il est possible d'utiliser l'effet laser si leur facteur de qualité est suffisamment élevé.

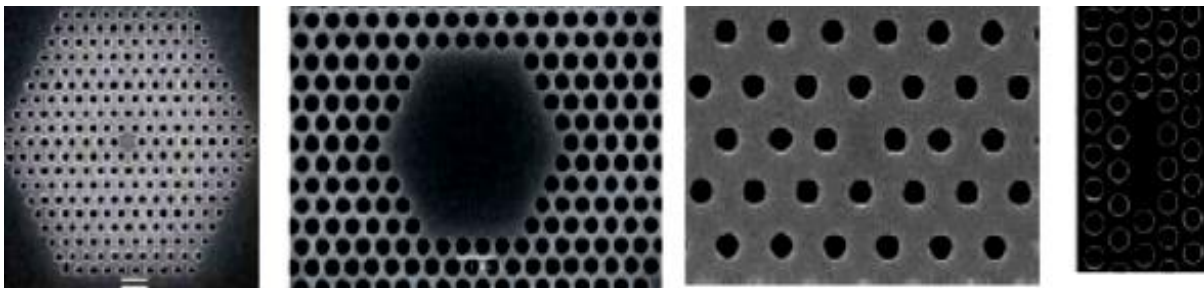


Figure 1 -23 : Images MEB de différentes cavités à CPh de type H ou L.

Une des principales limites à ce facteur de qualité est qu'actuellement ces cavités sont réalisées dans des cristaux photoniques bidimensionnels. Il faut alors réaliser le confinement des modes en question dans la troisième dimension. De bons résultats ont été obtenus en utilisant la réflexion totale dans une membrane suspendue du semi-conducteur III-V, avec

obtention de l'effet laser [68], mais également en plaçant le cristal photonique entre l'air et une couche d'indice plus faible [69].

Dans les cristaux photoniques à deux dimensions, les défauts ponctuels sont usuellement appelés 'cavités H_i (H pour hexagone et i c'est la largeur exprimée en nombre de rangées manquantes sur un côté de l'hexagone de trous). La figure I -23 regroupe quelques exemples de cavités H_i sur des CPhs 2D [70]. Cependant, il est à noter que d'autres types de cavités, que celles hexagonales, existent. Nous pouvons d'ailleurs citer entre autres les cavités types L_i , avec L pour ligne, cas dans lequel i trous sont omis sur une même rangée.

IV-3- Filtres et multiplexeurs

Les télécommunications et les systèmes optiques actuels sont basés sur le codage de l'information sur différents canaux, ou longueurs d'onde. Dans ces systèmes, il est nécessaire d'une part de coder le signal sur différents canaux proches les uns des autres pour que l'ensemble de l'information se propage à la même vitesse et d'autre part de séparer en bout de ligne l'information codée dans chaque canal. On parle de multiplexage/démultiplexage en longueurs d'onde et ces fonctions sont réalisées par des filtres sélectifs.

Le multiplexage en longueur d'onde WDM (Wavelength Division Multiplexing) est une fonction particulièrement importante de l'optique intégrée qui pourrait être réalisée avec des cristaux photoniques. Le multiplexage WDM est une technique largement employée pour mettre à profit la bande passante des fibres optiques. En effet, avant l'apparition du multiplexage en longueur d'onde, l'accroissement de la capacité de transmission d'une liaison passait par la multiplication des lignes de transmission. Mais le WDM a radicalement changé la donne. Avec lui, une seule fibre optique suffit pour transmettre plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes (ou canaux) en même temps. Cette technologie permet d'obtenir de très hauts débits de transmission d'information. On appelle multiplexeur le composant qui permet d'injecter sur la même ligne plusieurs signaux de différentes longueurs d'onde. La séparation des signaux est effectuée à l'autre extrémité de la ligne par un démultiplexeur.

Ce dispositif peut être réalisé en utilisant la sélectivité d'une cavité résonante couplée par recouvrement des ondes évanescentes à des guides d'onde. Une première proposition théorique fut donnée par Fan et al en 1998 [71]. Depuis, plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide [72]. Par exemple, la réalisation de Chutinan et al [73], dont un schéma est reporté sur la figure I -24, permet l'extraction hors du plan ou l'insertion dans un guide d'une longueur d'onde précise (WDM monocanal). Le facteur de qualité mesuré du mode résonnant est dans ce cas de 400 et l'on peut espérer une

efficacité de couplage de 50 % entre la cavité et le guide [23]. Ce type de dispositif est appelé un filtre « Add-Drop ».

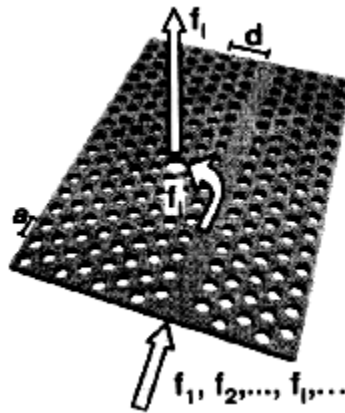


Figure 1 -24 : Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde)

Pour multiplexer plusieurs sources, on fait varier les longueurs d'ondes émises afin de pouvoir les extraire à la sortie. On trouve les WDM dans les liaisons entre les entreprises, ou dans les grandes artères sur des longues distances dans les liaisons internationales qui passent sous la mer; il existe deux types de multiplexeurs, le CWDM pour les écarts de longueur d'ondes de 20nm ou DWDM pour les écarts plus faibles.

IV-4- Guides d'ondes photoniques

À l'image des cavités, une recherche très active est menée sur le sujet des guides d'onde. Ils sont réalisés en créant un défaut linéaire dans le cristal photonique. Cette idée apparue en 1994 [74] a vu ses premières réalisations n'aboutir que cinq à six ans plus tard [75].

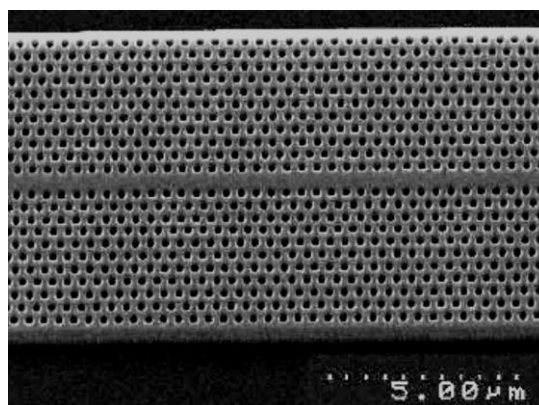


Figure 1 -25 : Exemple du guide d'onde mono-rangée réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant

En créant un défaut linéaire [76] dans un cristal photonique (figure I-25), il est faisable d'orienter la propagation de la lumière dans une direction choisie. Un photon restera confiné dans le guide si son énergie est située à l'intérieur de la bande interdite. Ce type de guides d'onde est créé à partir d'un cristal photonique en ôtant une ou plusieurs rangées de trous (ou de colonnes), selon le matériau considéré, il est réalisé à partir de CPhs bidimensionnels, en utilisant la réflexion totale sur deux couches d'indices plus faibles sises autour du cristal photonique.

Des composants divers sont réalisables à partir de défauts linéaires (Figure I -26). La transmission à travers ces dispositifs peut être optimisée en modifiant la taille ou la forme des trous au niveau du virage ou de la jonction, afin de minimiser le couplage entre le mode guidé et les modes rayonnés au niveau des courbures.

Comme le confinement n'est pas lié à une réflexion directe sur les parois mais à une réflexion progressive sur 2 à 3 rangées de trous, il est possible de courber les guides presque sans pertes.

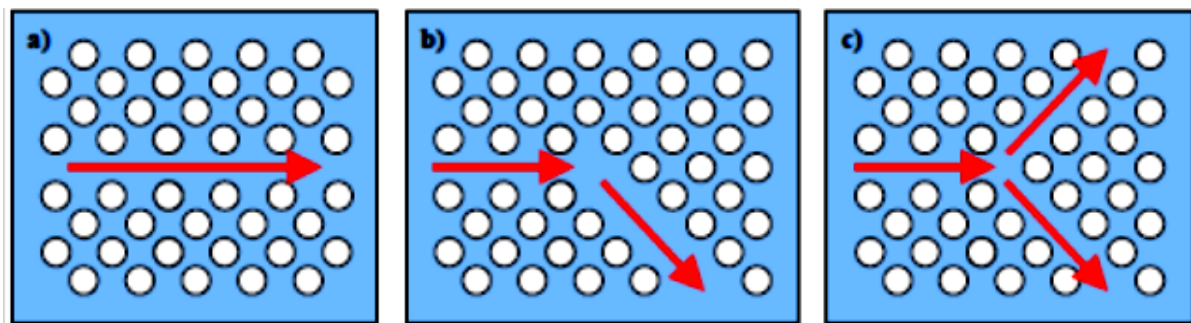


Figure 1 -26 : Différents composants à base de défauts linéaires
a) guide droit, b) virage à 120° et c) jonction Y

Deux types de guides d'onde ont été principalement développés pour guider des ondes électromagnétiques le long d'une ligne, soit en formant des guides d'onde par des tubes métalliques, soit des guides d'onde diélectriques pour les domaines de l'infrarouge ou du visible. Les guides d'onde métalliques permettent des transmissions sans perte uniquement pour le domaine des microondes, alors que les guides d'onde diélectriques ont pour leur part le défaut de provoquer de grandes pertes dans le cas de virage de fortes courbures.

Par contre, si une ligne de défauts est introduite dans un cristal photonique parfait possédant une bande interdite photonique, la lumière y sera guidée, dans les gammes de fréquence comprises dans la BIP, d'un bout à l'autre de cette ligne de défaut, la lumière n'ayant pas la possibilité de se propager dans le cristal photonique. Les études théoriques et

expérimentales de ce type de composants ont montré de faibles pertes en transmission même dans le cas extrême de virage à 90°. Cette propriété semble très prometteuse en application dans les systèmes de communication optique, tels que : le filtrage en longueur d'onde, le couplage sélectif et le multiplexage, elle pourra permettre à terme une forte miniaturisation des composants optiques intégrés si les structures peuvent être fabriquées avec la précision nécessaire.

V- Les matériaux utilisés pour des cristaux photoniques

La réalisation de cristaux photoniques pour les nanostructures nécessite l'utilisation de matériaux transparents dans ces gammes de longueurs d'onde et de grande permittivité diélectrique. De nombreuses structures à bandes interdites unidimensionnelles, bidimensionnelles et même tridimensionnelles, ont déjà été réalisées sur différents matériaux tels que les semi-conducteurs, les polymères et les matériaux diélectriques.

V-1- Les semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont particulièrement adaptés à cet usage. Dans la pratique, il est possible de distinguer deux grandes classes de semi-conducteurs utilisés pour la réalisation de cristaux photoniques. Les plus utilisés sont :

- Les semi-conducteurs III-V

Parmi les semi-conducteurs III-V utilisés on peut citer : InP, GaAs, GaN, qui sont les plus répandus. Ils ont un gap électronique direct, ce qui leur procure de bonnes propriétés optiques. Les puits et les boîtes quantiques ont un très bon rendement dans ces matériaux, même à température ambiante. Dans les structures actives pour l'émission de lumière, ce sont presque exclusivement ces semi-conducteurs qui sont utilisés. Ils sont également utilisés pour des dispositifs passifs. Leur principal inconvénient reste leur coût financier, même si des efforts de recherche sont entrepris afin de reporter ces matériaux sur un substrat en silicium [77]. La littérature montre de nombreuses méthodes de fabrication de réseaux périodiques sur semi-conducteurs (lithographie X [78], RIE (Reactive Ion Etching) [79], MBE (Molecular Beam Epitaxy) [80] pour les structures bidimensionnelles et MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) [81], HVPE (Hybride Vapor Phase Epitaxy) [82] pour les structures unidimensionnelles ...etc.). La technique la plus utilisée pour traiter l'InP ainsi que le GaN est le MOCVD. Celle qui concerne le traitement de GaAs est la RIE ou la MBE.

- La technologie des semi-conducteurs III-V est bien moins coûteuse et mieux maîtrisée comparativement aux matériaux III-V car elle bénéficie directement des progrès de la microélectronique. Cependant, ces matériaux sont a priori peu propices à la fabrication de dispositifs actifs du fait de leur gap indirect qui leur procure des propriétés médiocres d'émission de lumière. Une importante activité de recherche est déployée actuellement pour améliorer les propriétés de ces matériaux ou pour trouver des voies alternatives. L'utilisation de boîtes et puits quantiques d'alliages SiGe [83], de boucles de dislocations [84], de jonctions PN localisées [85], le dopage terres rares du silicium cristallin [86] ou enfin plus récemment l'effet Raman [87], semblent en effet des voies prometteuses.

V-2- Matériaux polymères

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 4µm [88].

D'autres travaux sur les polymères ont permis de réaliser des structures avec une période de 430 nm et des diamètres de 190 nm [89] à la longueur d'onde télécoms de 1.55µm.

V-3- 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[90].

V-4- Matériaux de Silicium

Actuellement le silicium est le plus adapté aux nanotechnologies pour la réalisation des matériaux à bandes interdites d'indice de réfraction élevé. Il semble être très approprié : en

effet, la technologie Si est extrêmement bien contrôlée et compatible avec des applications intégrées CMOS pour l'Electronique.

Le silicium microporeux est un matériau très attractif grâce à ses propriétés d'émission de lumière [91]. Des études ont été réalisées sur l'utilisation de couches de silicium poreux [92] pour des microstructures (structures bidimensionnelles). Les cristaux photoniques sur Si macroporeux sont réalisés par gravure électrochimique d'un substrat gravé à la surface [93]: des réseaux triangulaires ou carrés sont gravés par photolithographie ou lithographie et les trous initiaux sont transférés dans le substrat par traitement KOH chauffé.

VI- Conclusion

La structuration périodique des matériaux à l'échelle de dimensions avoisinant les longueurs d'ondes des photons a permis la réalisation de milieux pouvant interdire la propagation de la lumière dans des bandes entières de fréquences (bandes interdites photoniques ou BIP). Cette périodicité des cristaux photoniques est à l'origine de leurs propriétés particulières, notamment l'organisation de la matière à l'échelle nanométrique qui ouvre ainsi la voie à de nouveaux effets physiques en optoélectronique et en nano-photonique qui peuvent être mis à profit pour émettre, transporter, et guider la lumière.

Dans ce chapitre, nous avons décrit en détail la notion de base d'une structure à bande interdite photonique. Différentes problématiques et propriétés des cristaux photoniques ont été abordées. Nous avons également introduit les caractéristiques des cristaux photoniques unidimensionnels 1D, bidimensionnels 2D et tridimensionnels 3D. Les cristaux photoniques tridimensionnels sont les structures qui présentent les meilleures propriétés optiques et notamment la possibilité d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle. Cependant, ils demeurent relativement difficiles à fabriquer, c'est pourquoi, les cristaux photoniques les plus couramment utilisés sont les cristaux bidimensionnels.

Dans la suite, nous intéressent en plus particulièrement à structure de deux dimensions généralement employées dans les applications du guidage optique pour la réalisation des structures en géométrie de guide d'onde.

Références bibliographiques

- [1] J. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, A. Tchernokov, "Les cristaux photoniques ou la lumière en cage, collection", technique et scientifique des télécommunications", Lavoisier, 2003.
- [2] A. Harvey, "Wave propagation in periodic structures", Electric Filters and crystal lattices, IRE Trans, Vol. 8, p. 30, 1959.
- [3] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", Physical Review Letters, p: 2059-2062, 1987.
- [4] S. John and R. Rangarajan. "Optimal structures for classical wave localization: an alternative to the ioffe-regel criterion", Physical Review B, p: 10101-10104, 1988.
- [5] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, "Photonic band structure: The face-centered-cubic Case", Physical Review Letters, p: 1950-1953, 1989.
- [6] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures", Physical Review Letters, p : 3152-3155, 1990.
- [7] E. Yablonovitch and K. M. Leung, "Hope for photonic bandgaps", Nature, Vol. 351, No. 6324, , p: 278, 1991.
- [8] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung, " Photonic band structure: The face-centered- cubic case employing nonspherical atoms", Physical Review Letters, Vol. 67, No. 17, p: 2295-2298, 1991.
- [9] H. S. Sözüer, J. W. Haus, and R. Inguva, " Photonic bands: Convergence problems with the plane-wave method", Physical Review, p: 13962-13972, 1992.
- [10] K. Ho, C. Chan, C. Soukoulis, R. Biswas, and M. Sigalas, "Photonic band gaps in three dimensions", New layer-by-layer periodic structures". Solid State Communications, p: 413-416, 1994.
- [11] T. F. Krauss, R. M. De La Rue et S. Brand, "Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near- infrared wavelengths", Nature, Vol. 383, p: 699, 1996.
- [12] N. Yamamoto, S. Noda, and A. Chutinan, "Development of One Period of a Three-Dimensional Photonic Crystal in the 5-10 Micrometers Wavelength Region by Wafer Fusion and Laser Beam Diffraction Pattern Observation Techniques", Japanese Journal of Applied Physics, p: L1052-L1054, 1998.
- [13] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz, and Jim Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths", Nature, p :251-253, 1998.
- [14] V. Astratov, V. Bogomolov, A. Kaplyanskii, A. Prokoffev, L. Samoilovich, S. Samoilovich, and Yu Vlasov, "Optical spectroscopy of opal matrices with CdS embedded in its pores: Quantum confinement and photonic band gap effects", Il Nuovo Cimento D, p: 1349-1354, 1995.
- [15] O. D. Velev, T. A. Jede, R. F. Lobo, and A. M. Lenhoff, "Porous silica via colloidal crystallization", Nature, p: 447-448, 1997.
- [16] N. Guérin, "Etude théorique et numérique de la diffraction par des réseaux périodiques en électromagnétisme. Application aux cristaux photoniques et aux antennes directives compactes", thèse de Doctorat, Université de droit, d'Economie et des Sciences Aix-Marseille III, Faculté des Sciences et Techniques de saint Jérôme, 2003.
- [17] S. David, "Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les

- longueurs d'ondes des télécommunications optiques ", thèse de Doctorat, Université de Paris sud, 2003.
- [18] A. Haché and L. Poirier, "Anomalous dispersion and superluminal group velocity in coaxial photonic crystal: theory and experiment", *Phys. Rev. E*, p: 65, 2002.
 - [19] A. Serpenguzel, Senior Member, "Transmission characteristics of Metallo-dielectric Photonic Crystals and Resonators", *IEEE Microwave and Wireless Components Lett.* Vol. 12, No. 4, 2002.
 - [20] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, Member, IEEE, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, "Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber", *IEEE, Photon. Tech. Lett.*, Vol. 12, No. 7, p: 807, 2000.
 - [21] S. David, "Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques", thèse de Doctorat, Université de Paris sud, 2003.
 - [22] G. Malpuech, A. Kavokin, G. Panzarini, and A. Di Carlo, "Theory of photon Bloch oscillations in photonic crystals", *Physical Review*, Vol. 63, 2001.
 - [23] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and J. N. Winn, "Photonic crystals: Modeling the flow of light", Book, Princeton University Press, Princeton 1995.
 - [24] R. D. Meade Shanhui Fan, P. R. Villeneuve et J. D. Joannopoulos, "Design of Three-Dimensional Photonic Crystals at Submicron Length scales", *App. Phys. Lett.*, Vol. 65, No.11, p. 1466–1468, 1994.
 - [25] S. Noda, N. Yamamoto, H. Kobayashoi, M. Okano et K. Tomoda, "Optical Properties of Three-Dimensional Photonic Crystals Based on III-V Semiconductors at Infrared Wavelengths", *App Phys. Lett*, Vol. 75, No.7, p. 905–907, 1999.
 - [26] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, "Mécanique quantique", Tome I Hermann, Paris, 1973.
 - [27] K. Sakoda, "Optical Properties of Photonic Crystals", Springer, Berlin, Springer Series in Optical Sciences, Vol. 80, 2001.
 - [28] P. Filloux, "Etude et réalisation de structures bidimensionnelles à bandes photoniques interdites pour le domaine optique et proche infrarouge", Thèse de Doctorat No. 6714, Université Paris Sud XI, Orsay, 2001.
 - [29] Y. Benachour, "Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire", Thèse de Doctorat, No. 8997, Université de Paris Sud XI, Orsay, 2008.
 - [30] K. Sakoda, "Optical Properties Of Photonic Crystals", Springer, 2005.
 - [31] S. D. Cheng, E. Ozbay, S. Mc Calmont and G. Tuttle, K. M. Ho, "Optimized dipole antennas on photonic band gap crystals, *App. Phys. Lett*, Vol. 67, p: 3399-3401, 1995.
 - [32] Z. Zhang and S. Satpathy, "Electromagnetic wave propagation in periodic structures: Bloch wave solution of Maxwell's equations", *Physical Review Letters*, Vol. 65, 1990.
 - [33] P. Yeh, "Electromagnetic propagation in birefringent layered media.", *J. Opt. Soc. Am*, Vol. 69, No. 5, p. 742-756, 1979.
 - [34] D. Kossel, "Analogies between thin-film optics and electron-band theory of solids", *J. Opt. Soc. Am*, Vol. 56, p: 1434, 1966.
 - [35] L. Rayleigh. "On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure". *Philosophical Magazine*, Vol. 24, No. 147, p: 145–159, 1887.
 - [36] P. Yeh, A. Yariv, and C. S. Hong, "electromagnetic propagation in periodic stratified media", I. General theory, *J. Opt. Soc. Am*, Vol. 67, p: 423, 1977.
 - [37] S. John. "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices". *Physical Review Letters*, Vol. 58, No. 23, p: 2486–2489, 1987.
 - [38] D. Gerard, "Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement

- nanostructurées: cristaux photoniques et tamis à photons”, thèse doctorat, université de Bourgogne, 2004.
- [39] V. Mizeikis, S. Juodkakis, A. Marcinkevicius, S. Matsuo, H. Misawa, “Tailoring and characterization of photonic crystals”, *Journal of Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews*, Vol. 2, p: 35-69, 2001.
- [40] P. Yeh, “Optical Waves in Layered Media”, Ed. Wiley, 1988.
- [41] A. Chelnokov, S. David, K. Wang, F. Marty, and J.M. Lourtioz, “Fabrication of 2-D and 3-D Silicon Photonic Crystals by Deep Etching”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 8, p: 919, 2002.
- [42] D. Cassagne, C. Jouanin, D. Bertho, “Hexagonal photonic-band-gap structures”, *Phys. Lett. B*, Vol. 53, 1996.
- [43] F. Gadot, A. Chelnokov, A. de Lustrac, P. Crozat, J.M. Lourtioz, D. Cassagne, C. Jouanin, “Experimental demonstration of complete photonic bandgap in graphite structure”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 71, p : 1780-1782, 1997.
- [44] J. D. Joannopolous, “Advanced Materials”, *Adv. Mater*, Vol.13, No. 6, p: 369-450, 2001.
- [45] Y. MERLE, “Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels”, Thèse de doctorat, No. 47, Université de Limoges, 2003.
- [46] C. Kittel, "Physique de L'état Solide", 7eme ed. (Dunod), Paris, 2005.
- [47] E.O. Kane, "Band Structure of Indium Antimonide", *Journal of Physical Chemistry & Solids* 1, p: 249–261, 1995.
- [48] M. Zelsmann, "Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de lumière", Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2003.
- [49] H. S. Sözüer and J. P. Dowling, "Photonic Band Calculations for Woodpile Structures", *J. Mod. Opt.* Vol. 41, p: 231, 1994.
- [50] K. M. Ho, C. T. Chan, C. M. Soukoulis, R. Biswas, and M. Sigalas, "Photonic Band-Gaps in 3-Dimensions- New Layer-by-Layer Periodic Structures, *Solid State Commun*", Vol. 89 No. 5 p: 413-416, 1994.
- [51] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, and J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths", *Nature*, Vol. 394, No. 6690, p: 251-253, 1998.
- [52] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, "Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths", *Science*, Vol. 289, No. 5479, p. 604-606, 2000
- [53] J.D. Joannopoulos, "Photonic: Self-assembly lights up". *Nature*, p: 257-258 , 2001
- [54] J. D. Joannopoulos, "Self-assembly lights up", *Nature*, Vol. 414, p: 6861, 2001
- [55] P. Lodahl, and al, "Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals". *Nature*, p: 654-657, 2004.
- [56] J.D. Joannopoulos, "Photonic: Self-assembly lights up", *Nature*, Vol. 414, pp: 257–258, 2001.
- [57] Y.A. Vlasov , X.Z. Bo, J.C. Sturm, D.J. Norris, "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals", *Nature*, Vol. 414, p: 289–293, 2001.
- [58] L. P. Biró, Z. Bálint, K. Kertész, Z. Vértesy, G. I. Márk, Z. E. Horváth, J. Balázs, D. Méhn, I. Kiricsi, V. Lousse and J.-P. Vigneron, "Role of photonic-crystal-type structures in the thermal regulation of a Lycaenid butterfly sister species pair", *Phys. Rev. E*, Vol. 67, pp: 021-907, 2003.
- [59] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R. M. De La Rue, V. Bardinal, D. Cassagne, and C. Jouanin, "Quantitative Measurement of Transmission, Reflection, and Diffraction of Two-Dimensional Photonic Band Gap Structures at Near-Infrared

- Wavelengths”, *Physical Review Letters*, Vol. 79, 1997.
- [60] L. Bigot, “Fibres à cristal photonique”, Laboratoire de physique des lasers, atomes et molécules, PhLAM/IRCICA, CNRS/Université des Sciences et Technologies de Lille, 2005.
 - [61] A. PNANO, “Fibres optiques à cristaux photoniques nano optimisées pour télécommunications et applications médicales”, laboratoire de photonique et de nanostructures, centre national de recherche scientifique, 2008.
 - [62] J. C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russel et D. M. Atkin, “All-Silica Single-Mode Optical Fiber with Photonic Crystal Cladding”, *Opt Lett*, Vol. 21, No. 19, p: 1547–1549, 1996.
 - [63] T. A. Birks, P.J. Roberts, P. St. J. Russel, D. M. Atkin et P. J. Shepherd, “Full 2-D Photonic Bandgaps in Silica/Air Structures”, *Electron Lett*, Vol. 31, No. 22, p: 1941–1943, 1995.
 - [64] T. F. Krauss et R. M. De La Rue, “Optical characterization of waveguide based photonic microstructures”, *Applied Physics letters*, Vol. 68, p: 1613. 1996.
 - [65] J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C. Kimerling, H. I. Smith et E. P. Ippen,, “Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides”, *Nature*, Vol. 390, p: 143, 1997.
 - [66] D. Labilly, H. Benisty, Weisbuch, T. F. Krauss, V. Bardinal and U. Oesterle, “Demonstration of cavity modes between two-dimensional photonic-crystal mirrors”, *Electronics Letters*, Vol. 33, p: 1978, 1997.
 - [67] S.L. McCall, P. M. Platzman, R. Dalichaouch, D. Smith and S. Schultz, “Microwave propagation in two-dimensional dielectric lattices “, *Physical Review Letters*, Vol. 67, p. 2017.
 - [68] O. Painter, R. Lee,A. Scherer, J. O’Brien,P. Dakpus and I. Kim, “ Two dimensional photonic band-gap defect mode laser”, *Science*, Vol. 284, p: 1819–1821, 1999.
 - [69] J. Hwang, H. Ryu, D. Song, I. Han, H. Song, H. Park and Y. Lee, “Room-temperature triangular-lattice two-dimensional photonic band gap lasers operating at 1.54 μm ”, *Applied Physics Letters*, Vol. 76, No. 21, p: 2982–2984, 2000.
 - [70] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P.R. Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor dYerville, D. Cassagne, JP Albert, and al, “Two-dimensional hexagonal-shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an inp membrane”. *Journal of applied Physics*, Vol. 93, p: 23–31, 2003.
 - [71] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos et H. A. Haus, “Channel drop filters in photonic crystals, *Optics Express*”, p: 4, 1998.
 - [72] C. J. M. Smith, R. M. De La Rue, M. Rattier, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré et U. Oesterle, “Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal”, *Applied Physics Letters*, Vol. 78, p: 1487, 2001.
 - [73] A. Chutinan, M. Masamitsu, M. Imada et S. Noda, “Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs”, *Applied Physics Letters*, Vol. 79, p: 2690, 2001.
 - [74] R. D. Meade, A. Devenyi, J.D. Joannopoulos, O.L. Alerhand, D.A. Smith ey K. Kash, “Novel applications of photonic bandgap materials: Low loss bends and Q-Cavities”, *J. App. Phys.* Vol. 75, p: 4753, 1994.
 - [75] T. Baba, N. Fukaya et J. Yonekura,” Observation of light propagation in a photonic crystal waveguides with bends”, *Elec. Lett*, Vol. 35, p: 654, 1999.
 - [76] T. Charvolin, E. Hadji, E. Picard, M. Zelsmann, M. Assous, B. Dal’Zotto, M. E. Nier, S. Tedesco, X. Letartre, P. Rojo-Roméo et C. Seassal, “Realization of two-dimensional optical devices using photonic band gap structures on silicon-on-insulator”, *Microelectronic Engineering*, Vol. 61, p: 545, 2002.
 - [77] C. Monat, C; Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Roméo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d’Yerville, D. Cassagne, J.P. Albert, E. Jalaguiet, S. Pocar et B. Aspar, “Two-

- dimensional hexagonal shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP membrane”, *J. App. Phys*, Vol. 93, p: 23, 2003.
- [78] F. Cerrina, C. Marrian, “ A path to nanolithography On Industrial”, *Int. Conf. On Industrial Appl. Of Synchr. Rad*, p: 14-29, 1996.
- [79] S. J. Pearton, F. Ren, T. R. Fullowan, A. Katz, W. S. Hobson , U. K. Chakrabarti, C . R. Abernathy, “Plasma etching of III–V semiconductor thin films”, Vol. 32, p: 215-234, 1992.
- [80] M. E. Lin, G. Koley, W. Liu, D. Biswas, ”Optimized Planning and Operation of High Volume GaAs Epi-Wafer Manufacturing Facility”, Alpha Industries, Inc, GaAs Mantech, 1999.
- [81] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, M.G. Mil’vidskii, J.M. Redwing, M. Shin, M. Skowronski, D.W. Greve, R.G. Wilson, ”Properties of Si donors and persistent photoconductivity in AlGaN”, *Sol St Electr*; Vol. 42, p: 627-635, 1998.
- [82] E. Gil-Lafon, J. Napierala, D. Castelluci, A. Pimpinelli, R. Cadoret, B. Gerard, “Selective growth of GaAs by HVPE: keys for accurate control of the growth morphologies”, *J. of Crystal Growth*, Vol. 222, p: 482-496, 2001.
- [83] S. David, M. El kurdi, P. Boucaud, A. Chelnokov, V. Le Thanh, D. Bouchier et J.-M. Lourtioz, “ Two-dimensional photonic crystals with Ge/Si self-assembled islands ” *App. Phys. Lett*, Vol. 83, p: 2509, 2003.
- [84] W. L. Lourenço, R. M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao et K.P. Homwood, “An efficient room-temperature silicon-based light-emitting diode”, *Nature*, Vol. 410, p: 192–194, 2001.
- [85] M. J. Chen, J. L. Yen, J. Y. Chang, S. Tsai, “Stimulated emission in a nanostructured silicon pn junction diode using current injection”, *App. Phys. Lett*, Vol. 84, p: 2163, 2004.
- [86] D. Sotta, “Milieux émetteurs de lumière et microcavité optique en silicium monocristallin sur isolant“, thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble 1, 2002.
- [87] H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang et M. Paniccia, “A continuous-wave Raman silicon laser”, *Nature*, Vol. 433, p: 725, 2005.
- [88] U. Huebner, R. Boucher, W. Morgenroth, M. Schmidt, M. Eich, “Fabrication of photonic crystal structures in polymer waveguide material”, *Microelectronic Engineering*, Vol. 83, p: 1138-1141, 2006.
- [89] 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.
- [90] 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*, Vol. 78, p: 422–428, 2005.
- [91] J. C. Vial, J. Dierren Winter School, “Les Houches”, France, Springer, Berlin, 1994,
- [92] S. Ottow, V. Lehmann, H. Föll, “Processing of Three-Dimensional Microstructures Using Macroporous n-Type Silicon”, *J. Electrochem. Soc*, p: 385-390, 1996.
- [93] M. Galli, M. Agio, L. C. Andreani, M. Belotti, G. Guizzetti, F. Marabelli, M. Patrini, P. Bettotti, L. Dal Negro, Z. Gaburro, L. Pavesi, A. Lui, and P. Bellutti, “Spectroscopy of photonic bands in macroporous silicon photonic crystals”, *Phys. Rev. B*, Vol. 65, p:11311, 2002.

CHAPITRE II

Techniques de

Modélisations des Cristaux

Photoniques

I- Introduction

Les simulations numériques sont apparues dans les années 70 grâce aux premiers développements de l'informatique. De nombreuses techniques de calcul ont été mises en œuvre afin d'aider les chercheurs à comprendre les propriétés des matériaux et en particulier et dans notre cas la conception de matériaux périodiques avec une géométrie à l'échelle nanométrique. Il y a eu une variété d'outils de modélisation développée pour étudier les cristaux photoniques et des méthodes analytiques et numériques ont été implémentées. Bien que la conception de composants à base de CPhs nécessite l'utilisation d'outils de simulation bien adaptés pour les applications en optoélectronique et optique intégrée, le développement des méthodes de modélisation numérique précises et rapides reste donc primordial pour l'étude de ces structures.

Il existe de nombreuses méthodes d'analyse appliquée pour la résolution des équations de Maxwell dans le domaine de la propagation des ondes et du champ électromagnétique dans les milieux périodiques structurés à l'échelle de la longueur d'onde.

On peut classer ces méthodes en deux types :

1. Les méthodes semi-analytiques : Elles créent une expression analytique du champ E/M à l'aide d'outils numériques :
 - *Méthode MMP (Multiple Multipole Method)*
Appelée Méthode Multipolaire Multiple [1], basée sur une expansion multipolaire pour la résolution de problèmes linéaires en milieux isotropes avec des régions homogènes par morceaux.
 - *Méthode VIM (Volume Integral Method)*
La Méthode Intégrale de Volume associée aux méthodes de compression matricielle et appliquée pour la modélisation des problèmes électromagnétiques en basse fréquence avec l'absence du maillage de la région air, ce qui rend la méthode légère et rapide.
2. Les méthodes numériques : Elles permettent à priori de traiter des milieux complexes à l'aide de schémas discrets (discrétisation spatiale et temporelle). L'objectif est de fournir les éléments théoriques et numériques nécessaires à la

compréhension des principales méthodes de modélisation et indispensables à une exploitation pertinente des outils de simulation commerciaux dans ce domaine.

Dans ce chapitre nous exposerons les différentes techniques numériques de modélisation, notre intérêt s'est porté sur quelques unes de ces méthodes, que nous avons eu l'occasion de découvrir, de développer d'appliquer, pour atteindre des objectifs précis dans l'étude des CPhs bidimensionnels en géométrie de guide d'onde.

II- Méthodes numériques pour l'étude des cristaux photoniques

L'analyse numérique associée à l'analyse mathématique rigoureuse est nécessaire pour l'analyse et le contrôle des erreurs de calcul dans un algorithme. Elle est aussi nécessaire dans l'étude de convergence et de conditionnement des solveurs itératifs dans la résolution du système d'équations linéaires obtenu après transformation des équations de Maxwell. On peut affirmer que l'analyse numérique permet ici de vérifier l'efficacité du choix du modèle numérique utilisée pour résoudre les équations de Maxwell appliquées aux problèmes nano-structures.

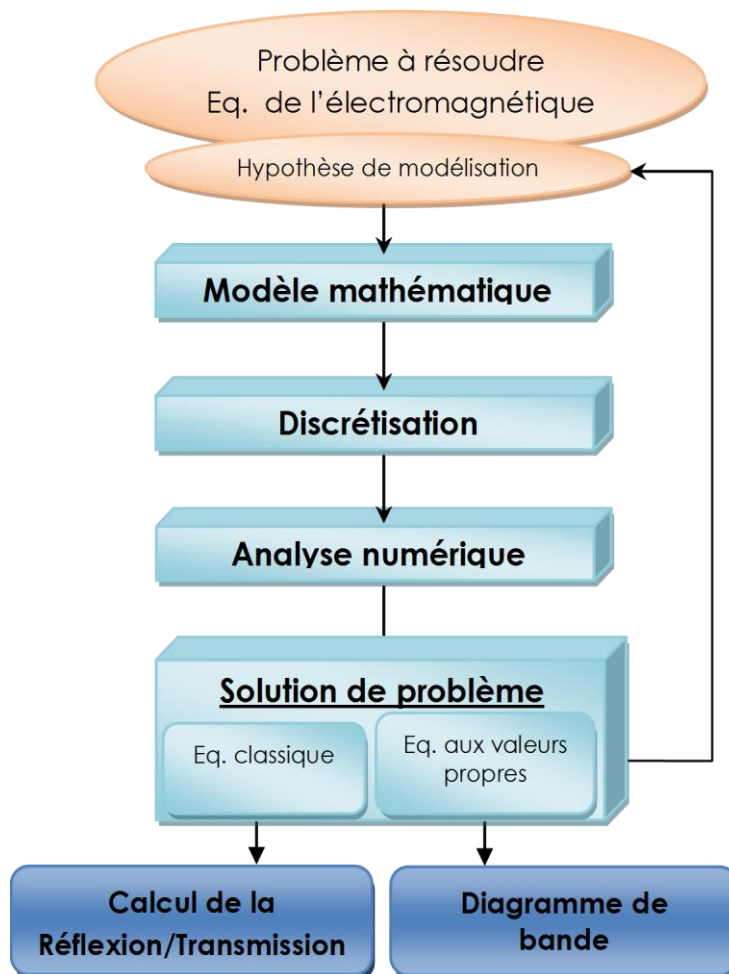


Figure II -1 : Processus de la modélisation

Pour simuler les cristaux photoniques en structures de guidage, de nombreuses techniques sont utilisées pour déterminer les paramètres optiques des structures CPhs et d'analyser la propagation du champ électromagnétique.

Ces méthodes nous permettent de calculer et de tracer les courbes de la réflexion, la transmission et le diagramme de rayonnement (figure II -1). Parmi ces méthodes numériques on peut citer par exemple la méthode de décomposition en ondes planes PWE (Plane Wave Expansion), très utilisée pour le calcul de structures de bandes [2,3] et la méthode modale de Fourier FMM (Fourier Modal Method) [4], ces deux méthodes sont appliquées en travaillant dans l'espace de Fourier dites méthodes fréquentielles. Des algorithmes numériques sont calculés dans l'espace direct dites méthodes temporelles comme la méthode des différences finies résolues dans le temps, appelée FDTD (Finite Difference Time Domain) [5]. Cette dernière est la plus couramment utilisée pour la résolution des équations de Maxwell mais d'autres méthodes basées aussi sur l'approche de décomposition sont également exploitées telles que la méthode des matrices de transfert TMM (Transfer Matrix Method) [6], la MST (Multiple scattering Theory) [7] et des éléments finis FEM (Finite Elements Method) [8], nécessite une connaissance assez élevée des mathématiques, et en particulier d'analyse numérique par rapport à la méthode FDTD.

II-1- Méthode des éléments finis /FEM

La méthode des éléments finis appelée FEM (Finite Element Method), est très populaire dans les applications en mécanique et en physique. Elle a été développée initialement dans les années 40, pour résoudre des problèmes de mécanique de structures. Quelques années plus tard, elle a été appliquée à tous les domaines de la physique et de l'électromagnétisme [9].

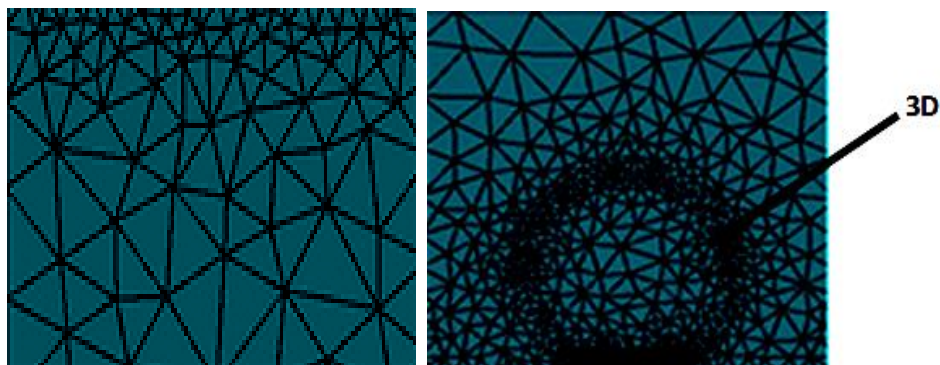


Figure II -2 : Maillage de taille variable

La méthode des éléments finis est largement utilisée dans les simulations numériques pour la résolution des équations aux dérivées partielles (EDP), et est basée sur la description géométrique de la structure sous forme d'un maillage.

- En premier lieu, les équations aux dérivées partielles sont écrites sous une forme variationnelle vérifiée pour des fonctions test appartenant à un espace vectoriel bien défini.
- Résolution des EDPs et conditions aux limites : La discrétisation des formulations intégrales obtenues à l'aide de la formulation variationnelle est faite par une décomposition de la structure en éléments géométriques de formes simple (figure II-2) (structures planes, on utilise le plus souvent des triangles et pour des problèmes tridimensionnels, ce sont typiquement des tétraèdres).
- Si le problème devient complexe on utilise la méthode des résidus pondérés,

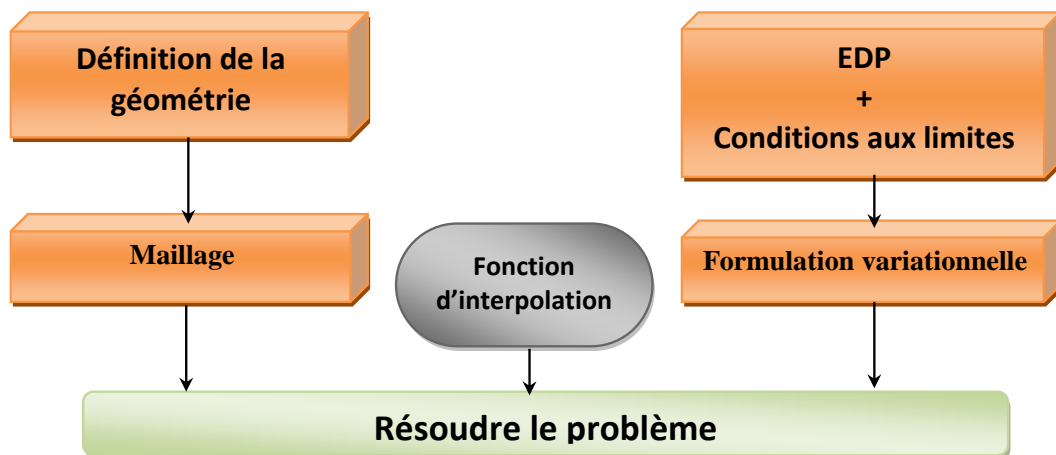


Figure II -3 : Les différentes étapes de la FEM

- A chaque nœud du réseau des FEM, la résolution de l'EDP donne une solution approximée par des fonctions d'interpolation, sachant que les fonctions de forme (les polynômes de Lagrange) sont définies localement sur chaque nœud du domaine, et vérifient aussi les conditions aux limites du problème (figure II -3).
- La dernière étape consiste une solution approximée qui est développée sur une base discrète de fonctions d'interpolation, cette solution est continue, et connue sur tout le domaine. L'approximation n'est pas valable qu'aux problèmes d'EDP du second ordre.

L'avantage principal de la méthode des éléments finis par rapport aux autres méthodes est son maillage (forme géométrique et taille) adapté à la géométrie de la structure (dimension

finie ou infinie, avec ou sans défaut). L'utilisation de maillage très petit devant la longueur d'onde permet à des logiciels commerciaux en micro-onde (comme le HFSS : High Frequency Structure Simulator : logiciel commercial de simulation par la méthode d'éléments finis pour les structures électromagnétiques et la conception des composantes hautes fréquences) pour traiter des structures complexes et de visualiser les champs.

La méthode FEM nécessite un grand espace mémoire pour la résolution des structures complexes et des calculs assez élevés et des formulations mathématiques assez importantes.

II-2- Méthode des matrices de transfert/TMM

En 1990, Pendry et MacKinnon [10] proposent une méthode permettant de calculer les propriétés optiques de structures 1D finies. La méthode est bien adaptée pour calculer les spectres de la transmission et de la réflexion du cristal photonique. Le maillage était à l'origine cartésien, mais une méthode de transformation des coordonnées donne aujourd'hui de meilleurs résultats [11].

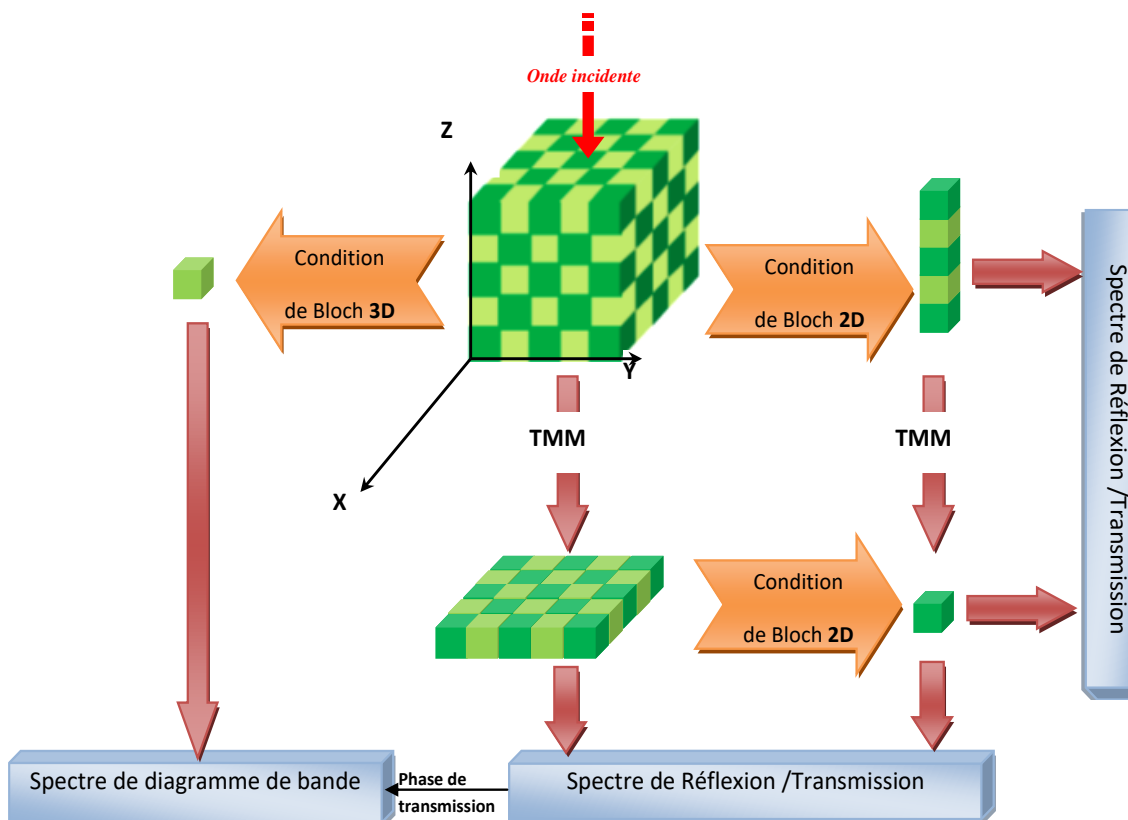


Figure II -4 : Réduction du domaine de calcul par la combinaison de la matrice de transfert et les conditions de Bloch-Floque

La matrice de transfert est définie comme la matrice permettant de relier le champ électromagnétique incident au champ électromagnétique transmis et les modes de Bloch via la détermination des valeurs propres de la matrice de transfert. Les valeurs propres de la matrice d'une cellule unitaire nous donnent la structure de bande d'un cristal photonique infini non absorbant. Cette technique est basée sur la réduction du domaine de calcul par l'application des conditions de Bloch-Floquet (figure II -4). Ces conditions Bloch-Floquet 2D permettent de réduire le domaine de calcul à une maille élémentaire selon l'axe perpendiculaire à l'interface air/CPh d'un CPh.

La combinaison de la matrice de transfert et ces conditions périodiques, nous permettons d'étudier seulement une maille élémentaire pour des problèmes 1D, 2D et 3D.

L'avantage important de la matrice de transfert est qu'elle permet de calculer les coefficients de transmission et de réflexion pour un cristal photonique possédant une dimension finie et dont un matériau de constante diélectrique dépendant de la fréquence. Autrement dit la technique de la matrice de transfert permet pour une fréquence angulaire donnée ω de trouver le vecteur d'onde correspondant $k(\omega)$, alors que la méthode des ondes planes (cette méthode sera détaillée par la suite) permet de trouver pour un vecteur d'onde k donné la fréquence angulaire correspondante $\omega(k)$, donc nous obtenons directement le diagramme de bande.

▪ Formalisme des équations de Maxwell

Nous effectuons une transformée de Fourier sur les deux équations de Maxwell de champ électrique et de champ magnétique respectivement dans l'espace (ω, k) :

$$ik \times E = i\omega B \quad (\text{II. 1})$$

$$ik \times H = -i\omega D \quad (\text{II. 2})$$

En développant ces deux équations nous obtenons :

$$k_y \times E_z - k_z \times E_y = \omega B_x \quad (\text{II. 3. a})$$

$$k_z \times E_x - k_x \times E_z = \omega B_y \quad (\text{II. 3. b})$$

$$k_x \times E_y - k_y \times E_x = \omega B_z \quad (\text{II. 3. c})$$

$$k_y \times H_z - k_z \times H_y = -\omega D_x \quad (\text{II. 4. a})$$

$$k_z \times H_x - k_x \times H_z = -\omega D_y \quad (\text{II. 4. b})$$

$$k_x \times H_y - k_y \times H_x = -\omega D_z \quad (\text{II. 4. c})$$

On applique l'approximation au premier ordre sur les vecteurs d'onde pour les équations (II. 3. a) à (II. 3. b):

$$k_x \approx \frac{e^{ik_x a} - 1}{ia} \quad (\text{II. 5. a})$$

$$k_y \approx \frac{e^{ik_y b} - 1}{ib} \quad (\text{II. 5. b})$$

$$k_z \approx \frac{e^{ik_z c} - 1}{ic} \quad (\text{II. 5. c})$$

Et par (II. 4. a) à (II. 4. b) :

$$k_x \approx -\frac{e^{-ik_x a} - 1}{ia} \quad (\text{II. 6. a})$$

$$k_y \approx -\frac{e^{-ik_y b} - 1}{ib} \quad (\text{II. 6. b})$$

$$k_z \approx -\frac{e^{-ik_z c} - 1}{ic} \quad (\text{II. 6. c})$$

Où a , b et c sont les dimensions selon les axes x , y et z de la cellule réduite.

Donc avec cette approximation, les équations précédentes deviennent dans l'espace réel :

$$\left(\frac{E_z(r+b) - E_z(r)}{ib} \right) - \left(\frac{E_y(r+c) - E_y(r)}{ic} \right) = \omega B_x(r) \quad (\text{II. 7. a})$$

$$\left(\frac{E_x(r+c) - E_x(r)}{ic} \right) - \left(\frac{E_z(r+a) - E_z(r)}{ia} \right) = \omega B_y(r) \quad (\text{II. 7. b})$$

$$\left(\frac{E_y(r+a) - E_y(r)}{ia} \right) - \left(\frac{E_x(r+b) - E_x(r)}{ib} \right) = \omega B_z(r) \quad (\text{II. 7. c})$$

$$-\left(\frac{H_z(r-b) - H_z(r)}{ib} \right) + \left(\frac{H_y(r-c) - H_y(r)}{ic} \right) = -D_x(r) \quad (\text{II. 8. a})$$

$$-\left(\frac{H_x(r-c) - H_x(r)}{ic} \right) + \left(\frac{H_z(r-a) - H_z(r)}{ia} \right) = -\omega D_y(r) \quad (\text{II. 8. b})$$

$$-\left(\frac{H_y(r-a) - H_y(r)}{ia} \right) + \left(\frac{H_x(r-b) - H_x(r)}{ib} \right) = -\omega D_z(r) \quad (\text{II. 8. c})$$

Avec $e^{ik_x a} - 1 = (r+a) - 1$; et $e^{-ik_x a} - 1 = (r-a) - 1$;

$e^{ik_y b} - 1 = (r+b) - 1$; $e^{-ik_y b} - 1 = (r-b) - 1$;

$e^{ik_z c} - 1 = (r+z) - 1$; $e^{-ik_z c} - 1 = (r-z) - 1$.

En effectuant un développement de calcul avec les deux équations d'onde suivantes qui relie E à D et H à B :

$$D(r) = \varepsilon_0 \varepsilon(r) E(r) \quad (\text{II. 9. a})$$

$$B(r) = \mu_0 \mu(r) H(r) \quad (\text{II. 9. b})$$

Ainsi nous trouvons, une matrice de transfert T qui relie $E(r)$ et $H(r)$ à $E(r + 1)$ et $H(r + 1)$ pour tout r :

$$F(r + c) = T(r)F(r) \quad (\text{II. 10})$$

Où $F(r) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{bmatrix}$ et $T(r)$: C'est la matrice de transfert qui relie les champs

électromagnétiques d'un plan de cellules quelconques par rapport aux champs électromagnétiques du plan de cellules précédent.

Si le système est périodique selon z , nous pouvons appliquer les conditions de Bloch qui permettent de relier le champ $E(r)$ et $H(r)$ d'une cellule unitaire à celui d'une autre cellule unitaire,

$$F(L_z) = T(L_z)F(0) \quad (\text{II. 11})$$

Avec $T(L_z) = \prod_{j=1}^{N_z} T(z_j)$

Où L_z , est la longueur de la cellule unitaire dans la direction z et constitue la matrice de transfert de la cellule unitaire.

Les valeurs propres de la matrice $T(L_z)$ sont de la forme $e^{ik_z L_z}$, ce qui implique pour chaque composante réelle du vecteur d'onde k_z , nous donnent la structure de bande photonique.

III- Méthode de décompositions en ondes plane/PWEM

La décomposition en ondes planes (Plane Wave Expansion) [12,13], est une formulation du domaine de fréquence. Elle est bien adaptée pour des structures à bande interdite de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure photonique. Elle permet aussi d'étudier certaines structures en géométrie guidante par la technique des super-cellules [14,15].

Cette méthode a subi quelques modifications pour prendre en compte la nature vectorielle des champs. En 1990, les trois variantes de la PWM vectorielle ont été créées quasi simultanément : PWE à partir du champ E [16], PWE à partir du champ D [17] et PWE à partir du champ H [12]. Cette dernière a permis de prouver l'existence d'une bande interdite complète dans les structures périodiques.

III-1- Principe de la PWEM

La PWE peut également s'appliquer à toutes les structures dont la constante diélectrique est une fonction périodique de l'espace et qui est basée sur :

- La décomposition du champ électromagnétique sur une base finie de N ondes planes (N série de Fourier) utilisant les vecteurs réciproques du cristal.
- Le théorème de Bloch appliqué pour décomposer le champ E/M sur une base d'ondes planes périodiques suivant les directions de la périodicité de structure photonique.
- En exprimant les conditions aux limites périodiques et de transformer la résolution des équations de Maxwell en un problème classique (diagonalisation de matrice) de recherche de valeurs propres.
- Ce dernier permet de calculer les modes de propagation des ondes et permet d'obtenir les relations de dispersion reliant la fréquence au vecteur d'onde.

La modélisation d'un problème électromagnétique passe en premier lieu par la résolution des équations de Maxwell dans les structures périodiques. Ces équations amènent à une équation d'onde (équation de Helmholtz) dans un milieu linéaire, isotrope, non magnétique (perméabilité magnétique relative égal à 1) et en absence de charge et de courant, qui s'écrit les champs électrique et magnétique de la manière suivante:

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{II. 12. a})$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{II. 12. b})$$

Il est possible d'écrire le champ $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ sous la forme d'ondes planes de la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{j\omega t}$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{j\omega t}$$

Où $\vec{E}(\vec{r})$ est une fonction vectorielle périodique telle que : $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(\vec{r} + T)$

Avec ces formes et en simplifiant les équations (II.12.a et II.12.b), on obtient :

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{II. 13. a})$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{II. 13. b})$$

Toutes les fonctions périodiques peuvent être développées en séries de Fourier sur l'espace réciproque, c'est-à-dire la permittivité diélectrique $\varepsilon_r(\vec{r})$ (qui est périodique le long des vecteurs du réseau réciproque pour les cristaux photoniques) et les champs électrique et magnétique sont décomposés en des termes des composantes de la série de Fourier le long des vecteurs du réseau réciproque.

Il est donc possible de développer $\varepsilon_r(\vec{r})$, et également commode de développer l'inverse de cette fonction en séries de Fourier:

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{j\vec{G}\vec{r}} \quad (\text{II. 14. a})$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} \chi(\vec{G}) \cdot e^{j\vec{G}\vec{r}} \quad (\text{II. 14. b})$$

Où les termes $\chi(\vec{G})$: sont les coefficients de Fourier.

Les champs $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ satisfont au théorème de Bloch et peuvent être décomposés sous la forme:

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{j\vec{k}\vec{r}} \text{ et } \vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{j\vec{k}\vec{r}}$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{j\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{j\vec{G}\vec{r}} \right] \cdot e^{j\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{j(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad (\text{II. 15. a})$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{j\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{j\vec{G}\vec{r}} \right] \cdot e^{j\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{j(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad (\text{II. 15. b})$$

Où

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

$u_{\vec{k}}(\vec{r})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ sont les fonctions de Bloch possédant toutes les périodicités du milieu.

\vec{G} est un vecteur du réseau réciproque.

$\varepsilon_r(\vec{G})$, $u_{\vec{k}}(\vec{G})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{G})$ sont les composantes dans l'espace réciproque que l'on peut déterminer pour une intégrale de Fourier.

III-2- Cristal photonique tridimensionnel

Dans un CPh 3D, la variation de la constante diélectrique est périodique dans toutes les directions possibles.

Puisque nous recherchons des états propres d'une structure périodique infinie, on peut utiliser les fonctions de Bloch et transformer l'équation d'onde à la représentation de vecteurs d'onde. Donc en remplaçant dans l'équation (II.12.b) les expressions (II.14.b) et (II.15.b), on obtient une équation aux valeurs propres :

$$-\sum_{\vec{G}'} \chi(\vec{G} - \vec{G}') \times (\vec{G} + \vec{k}) \times [(\vec{G}' + \vec{k}) \times v_{\vec{k},n}(\vec{G}')] = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot v_{\vec{k},n}(\vec{G}) \quad (\text{II. 16})$$

Où n le numéro de bande.

Cette équation montre l'équation maitresse d'un cristal photonique 3D et ses solutions représentent les états propres de cette structure. Cette équation aussi représente une infinité de vecteurs \vec{G}' du réseau réciproque, ce qui rend l'équation (II.16) à un système linéaire de dimension infinie.

La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur \vec{k} , permet alors de déterminer les valeurs propres $\omega_{\vec{k},n}$. Les valeurs de \vec{k} sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin. Les courbes de dispersion du cristal photonique sont alors obtenues. Elles représentent les diagrammes de bandes du cristal.

D'une manière générale, quand les vecteurs \vec{k} décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences $\omega_{\vec{k},n}$ recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode $\omega_n(\vec{k})$ n'est accessible ce sont les bandes interdites photoniques.

III-3- Cristal photonique bidimensionnel

Dans le cas d'un CPh 2D l'équation de Maxwell est décomposée en deux systèmes indépendants : TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique), faisant tous les deux intervenir l'équation de Helmholtz scalaire.

Les équations de Helmholtz obtenues pour un cristal 2D prennent la forme suivante :

$$-\left\{ \frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{1}{\varepsilon(\vec{r}_{\parallel})} \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \cdot \frac{1}{\varepsilon(\vec{r}_{\parallel})} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \right\} \vec{H}_z(\vec{r}_{\parallel}) = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \vec{H}_z(\vec{r}_{\parallel}) \quad (\text{II. 17})$$

Où \vec{r}_{\parallel} est un vecteur dans le plan (x,y) et la constante diélectrique varie suivant z .

Pour obtenir la relation de dispersion qui représente la dépendance des fréquences propres de cette structure 2D avec le vecteur d'onde il suivra les mêmes étapes de calcul que dans le cas de la structures photonique 3D.

Donc l'équation aux valeurs propres pour les coefficients de Fourier prend la forme :

$$\sum_{\vec{G}_{\parallel}} \chi \left(\vec{G}_{\parallel} - \vec{G}'_{\parallel} \right) \times \left(\vec{G}_{\parallel} + \vec{k}_{\parallel} \right) \times \left[\left(\vec{G}'_{\parallel} + \vec{k}_{\parallel} \right) \times v_{z,\vec{k}_{\parallel},n} \left(\vec{G}'_{\parallel} \right) \right] = \frac{\omega_{\vec{k}_{\parallel},n}^2}{c^2} \cdot v_{z,\vec{k}_{\parallel},n} \left(\vec{G}_{\parallel} \right) \quad (\text{II. 18})$$

Où \vec{G}_{\parallel} et \vec{G}'_{\parallel} sont des vecteurs in-plane du réseau réciproque,

\vec{k}_{\parallel} est le vecteur d'onde in-plane

$\omega_{\vec{k}_{\parallel},n}$ Représente les fréquences propres des polarisations TE et TM (les valeurs de ces fréquences sont différentes dans le cas 2D).

En cas d'une propagation hors plan (off-plane), le calcul de la structure de bandes exige la modification de la zone de Brillouin. Elle consiste en une translation parallèle de la zone de Brillouin le long de la direction z par la valeur de la composante du vecteur \vec{k}_z (constante de propagation) qui est non nulle suivant z . Dans ce cas les deux modes TE et TM sont inséparables comme auparavant, se trouvent donc mélangés ne peuvent pas être calculés indépendamment et mènent à la modification du système matriciel :

$$\hat{H}_{\vec{G},\vec{G}'} = \chi(\vec{G}_{x,y} - \vec{G}'_{x,y}) \cdot [(\vec{k}_{x,y,z} + \vec{G}'_{x,y}) \cdot (\vec{k}_{x,y,z} + \vec{G}_{x,y})] \quad (\text{II. 19})$$

Où $\vec{k}_{x,y,z} = \vec{k}_x + \vec{k}_y + \vec{k}_z$ est le vecteur d'onde en 3D.

La technique des ondes planes PWE est une méthode relativement rapide en temps de calcul et permet également le calcul des diagrammes de dispersion des structures anisotropes périodiques et de la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes dans la structure ainsi que la densité d'état, mais dans les calculs des spectres de transmission/réflexion et pour les applications aux structures finies, elle reste limitée en optique guidée et il s'agit d'une nouvelle technique de modélisation qui s'appelle la "Super cellule", appliquée aux structures photoniques avec défauts [18].

La structure de calcul est définie par une cellule et par un réseau périodique, on place le défaut au centre de cette cellule de dimension plus grande que celle de base comprenant plusieurs rangées du cristal, cette cellule est appelée super-cellule. Si on répète cette super-cellule dans l'espace suivant les directions du réseau de base pour couvrir entièrement l'espace, on se ramène donc à un arrangement périodique de défauts séparés par des régions de cristal photonique parfait et un système périodique dans les trois directions de l'espace avec $\vec{G} = (G_x, G_y, G_z)$ et $\vec{k} = (k_x, k_y)$. Cette cellule peut être sans défauts seulement avec le motif du cristal périodique, ou peut être avec des défauts ponctuels ou linéaires dans le cas des cavités et des guides d'onde. Cependant, cette technique permet d'obtenir l'équation de dispersion des modes de défauts des cristaux photoniques mais les temps de calculs sont plus longs.

IV- Méthode des différences finies dans le domaine temporel/FDTD

Parmi les méthodes numériques les plus répandue pour la modélisation des structures périodiques, la méthode des différences finies dans le domaine temporel, dite "FDTD : Finite

Difference Time Domain" est particulièrement importante. C'est la méthode qu'on va adopter par la suite pour simuler nos structures.

La méthode des différences finies est une méthode très connue pour la résolution des équations aux dérivées partielles (EDPs). Elle est appelée aussi méthode d'ordre N du fait de son faible coût de calcul [19].

La FDTD, très fréquente en photonique, a été utilisée en 2000 par Sigalas et Garcia [20] afin de déterminer le coefficient de transmission des ondes acoustiques dans une structure photonique tridimensionnelle. Cette méthode est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [21].

En 1966, Kane Yee proposa une technique de résolution numérique des équations de Maxwell qui est basée sur la discrétisation des champs électromagnétiques aux différences finies centrées d'ordre deux pour l'espace et le temps selon le schéma de Yee [22].

La FDTD est appliquée pour un grand nombre de domaines : micro-ondes (antennes, interaction onde/matière comme les radars et téléphones portables/humains), optique intégrée (filtres à insertion/extraction, guides et cavités à base des structures périodiques)...etc.

IV-1- Intérêt et limitations

Les intérêts et limitations de cette technique sont basés essentiellement sur les points suivants:

- On peut modéliser le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma....) **et de** structures aux géométries complexes dont les matériaux peuvent être anisotropes ou inhomogènes.
- La FDTD donne la possibilité d'intégrer dans l'algorithme de résolution de nombreuses sources des profils spatiaux (modes guidés, ondes planes, source ponctuelle) et des profils temporels divers (harmoniques, impulsions...).
- Le schéma de calcul étant entièrement explicite en temps : il n'y a pas de système linéaire à résoudre et il demande peu de stockage.
- Le calcul de toutes les composantes du champ à tous les instants et sur tous les domaines permet d'obtenir des spectres en fréquence en divers points de la structure grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier.
- L'utilisation de conditions aux limites adaptées aux fortes diffractions qui apparaissent dans les cristaux photoniques.

- L'une des limitations les plus importantes tient à l'uniformité et à une discrétisation en mailles régulières qui requiert des temps de calcul parfois élevés et limite considérablement les dimensions des structures modélisables.
- La méthode FDTD présente les inconvénients d'être très consommatrice de mémoire, de présenter des temps de calculs très longs car les champs sont calculés en chaque point de la cellule et la précision du maillage influe sur le résultat, et de proposer des informations limitées pour l'interprétation physique des résultats en raison de son caractère non modal.
- La FDTD impose des difficultés de modélisation des matériaux dispersifs.
- Les conditions aux limites approchées introduisent une approximation qui peut avoir une influence sur la précision du calcul.

IV-2- Principe de la FDTD

La technique FDTD est une approche numérique permettant la détermination des équations différentielles dans le domaine du temps et consiste à discrétiser d'une manière particulière la propagation des champs électromagnétiques E et H dans l'espace et dans le temps (figure II -5).

Un maillage dans l'espace réel est donc appliqué et réalisé à partir du schéma de Yee. Les conditions initiales fixent les valeurs du champ électromagnétique et la source d'excitation dont le spectre est large en fréquence pour avoir toutes les fréquences des modes résonants. Le calcul du spectre en tous points de la structure peut être effectué par la transformée de Fourier. Il est possible d'obtenir la réponse fréquentielle du cristal photonique en appliquant les conditions aux limites. Ces conditions constituent un point très important dans cette méthode du fait du traitement presque exclusif de structures finies.

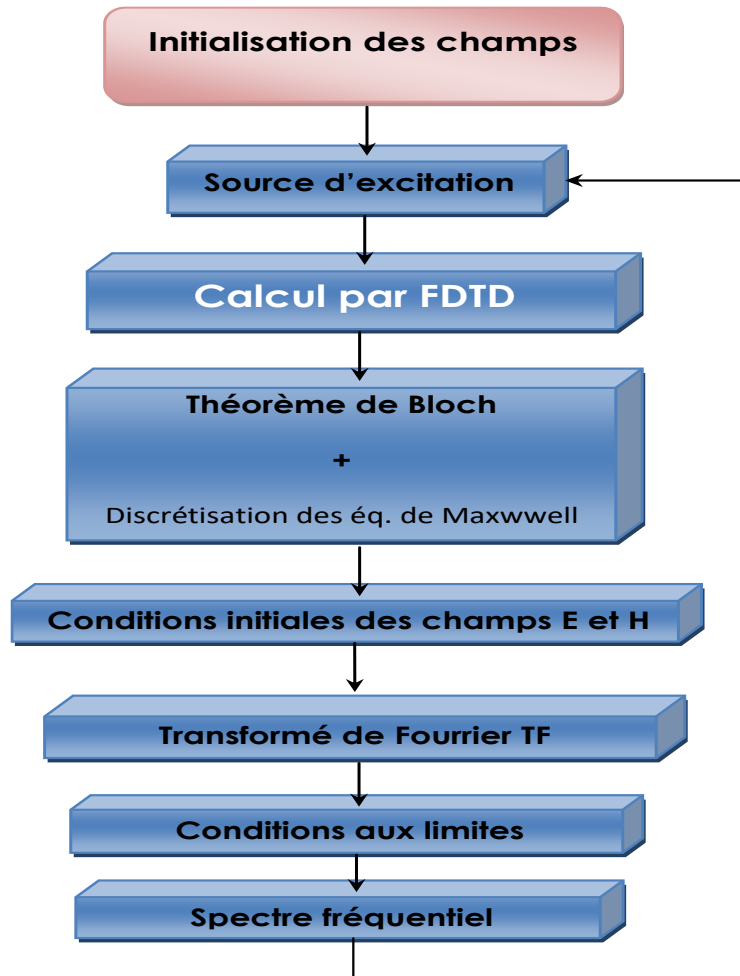


Figure II -5 : Algorithme de la FDTD

IV-2-1- Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell qui régissent le comportement des composantes du champ électromagnétique sont données par les équations de Maxwell-Faraday et de Maxwell-Ampère dans le domaine temporel sous leur forme différentielle :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} - \vec{M} \quad (\text{II. 20. a})$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \nabla \times \vec{H} - \vec{J} \quad (\text{II. 20. b})$$

Avec $\vec{D} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E}$, $\vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H}$, $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ et $\vec{M} = \sigma^* \vec{H}$

Où ϵ et μ : la permittivité électrique et la perméabilité magnétique

ϵ_r et μ_r : la permittivité relative et la perméabilité relative

ϵ_0 et μ_0 : la permittivité électrique du vide et la perméabilité magnétique du vide

σ et σ^* : la conductivité électrique et la résistivité magnétique équivalente.

Dans un matériau linéaire, isotrope, dispersif, sans source ($\vec{J} = 0$ et $\rho = 0$) et transparent (permittivité et perméabilité magnétique relative purement réelles), la projection dans un repère cartésien (x, y, z) s'écrit :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \quad (\text{II. 21. a})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right] \quad (\text{II. 21. b})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right] \quad (\text{II. 21. c})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right] \quad (\text{II. 22. a})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II. 22. b})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \quad (\text{II. 22. c})$$

IV-2-2- Réduction des équations de Maxwell à deux dimensions

La réduction des équations de Maxwell est réalisée suivant deux plans de propagations, lorsque les CPhs sont périodiques suivant deux directions x et y et infinie suivant la direction z , c'est-à-dire le champ et la géométrie sont invariants selon oz par exemple et les dérivées par rapport à z sont nulles. On parle donc de propagation des ondes dans le plan (*in-plan*, $k_z = 0$) dans une structures dont la constante diélectrique est indépendante de z .

On aura deux systèmes qui se séparent en deux polarisations : TE (Transversal Electrique) et TM (Transversal Magnétique) et les équations précédentes se simplifient suivant ces deux polarisations.

Dans le cas 2D, si la polarisation est transverse électrique TE, qui couplent les champs H_x , H_y et E_z le système s'écrit :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (\text{II. 23. a})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (\text{II. 23. b})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \quad (\text{II. 23. c})$$

Lorsque la polarisation est transverse magnétique TM, qui couplent les champs E_x , E_y et H_z on obtient :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (\text{II. 24. a})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (\text{II. 24. b})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right] \quad (\text{II. 24. c})$$

L'étude de propagation des ondes électromagnétiques dans les CPhs suivant les deux modes de polarisation sont complètement indépendantes et les phénomènes associés à ces deux modes peuvent être tout à fait différents.

Dans la propagation off-plane, la constante de propagation suivant la direction z est non nulle ($k_z \neq 0$) et les deux modes TE et TM sont inséparables et se trouvent donc mélangés, alors le système devient :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[ik_z E_y - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \quad (\text{II. 25. a})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - ik_z E_x \right] \quad (\text{II. 25. b})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right] \quad (\text{II. 25. c})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - ik_z H_y \right] \quad (\text{II. 26. a})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ik_z H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \quad (\text{II. 26. b})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \quad (\text{II. 26. c})$$

IV-3- Algorithme de Yee

La résolution par la technique FDTD des équations de Maxwell nécessite de discrétiser les équations (II.21) et (II.22) dans leur forme différentielle, qu'il s'agisse d'une méthode de numérisation qui permet de passer de l'expression analytique d'une équation à son approximation numérique et repose sur une approximation des dérivées par des différences divisées centrées.

IV-3-1- Discrétisation par la méthode des différences finies centrée

La méthode des différences finies centrées s'applique aux dérivées spatiales ou temporelles, du premier ou du second ordre, d'une fonction $f(x)$ qui représente une composante du champ électromagnétique. L'approximation des dérivées aux différents points de l'espace discret est créée par différenciation des valeurs de nœuds voisins ou point de dérivation.

La figure II -6 montre une fonction continue représentant une composante du champ E ou H et dérivable jusqu'à l'ordre n , qui peut être développée en série de Taylor de chaque coté du point x_0 , qui est donnée par l'expression suivante :

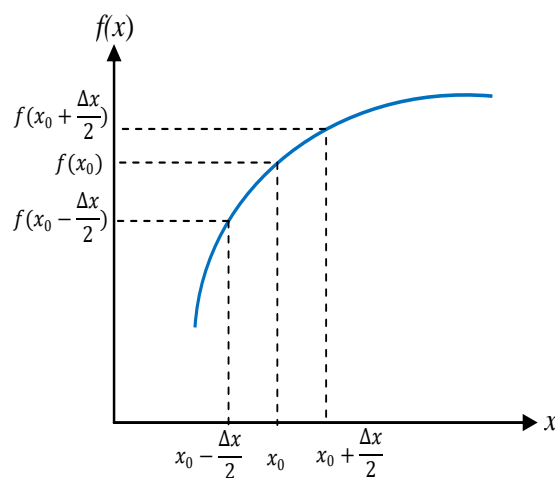


Figure II -6 : Principe d'évaluation du calcul de la dérivée centrée en x_0

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

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

On utilise la dérivée première de la fonction $f = (x)$ au point x_0 , après la soustraction de ces deux expressions, on aura la fonction $f = (x_0)$ suivante :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad (\text{II. 28})$$

Où $\theta(\Delta x^2)$: est l'erreur d'ordre 2 commise, et qui sera négligée par la suite.

On appelle approximation centrée cette approximation de la dérivée. Les résultats qu'elle offre sont plus précis en comparaison avec ceux donnés par d'autres types d'approximations dites droites ou gauches et décrites respectivement par les formules (II. 29.a) et (II.29.b):

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

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

Donc on utilise cette approximation centrée pour discrétiser les dérivées partielles, spatiales et temporelles présentes dans les équations de Maxwell en négligeant $\theta(\Delta x^2)$ l'erreur d'ordre 2, pour cela :

- L'espace continu est remplacé par un espace discret et les nœuds sont repérés par des indices (i, j, k) .
- Les points de la discrétisation sont séparés par les pas $\Delta x, \Delta y$ et Δz , selon les directions x, y , et z respectivement.
- La discrétisation du temps suivant un pas temporel Δt et repérée par l'indice n .

Donc l'approximation de la fonction $f(x, y, z, t) = f^n(i, j, k) = f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t)$, qui représente une composante du champ électrique ou du champ magnétique par les différences centrées s'écrit par les deux équations suivantes :

$$\frac{\partial f^n(i, j, k)}{\partial t} = \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - f^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta t} \quad (\text{II. 30. a})$$

$$\frac{\partial f^n(i, j, k)}{\partial x} = \frac{f^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - f^n\left(i - \frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta x} \quad (\text{II. 30. b})$$

La figure II -7 représente le volume de calcul, qui est un parallélépipède rectangulaire fractionné en (N_x, N_y, N_z) cellules élémentaires de volumes $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$, sachant que ces cellules sont appelées cellules de Yee lorsque les pas spatiaux sont égaux : $\Delta x = \Delta y = \Delta z$. La cellule élémentaire possède 3 nœuds du champ électrique $E_x(i, j, k), E_y(i, j, k), E_z(i, j, k)$ et 3 nœuds pour le champ magnétique : $H_x(i, j, k), H_y(i, j, k), H_z(i, j, k)$.

Du point de vue spatial, les champs électriques E sont évalués avec un décalage d'un $\frac{1}{2}$ pas temporel par rapport aux instants pour calculer les champs magnétiques H . Donc la composante de champ magnétique H_x est centrée par rapport à E_z suivant la direction y et centrée par rapport à E_y suivant la direction z . Il en est de même pour les champs électriques E_y et E_z .

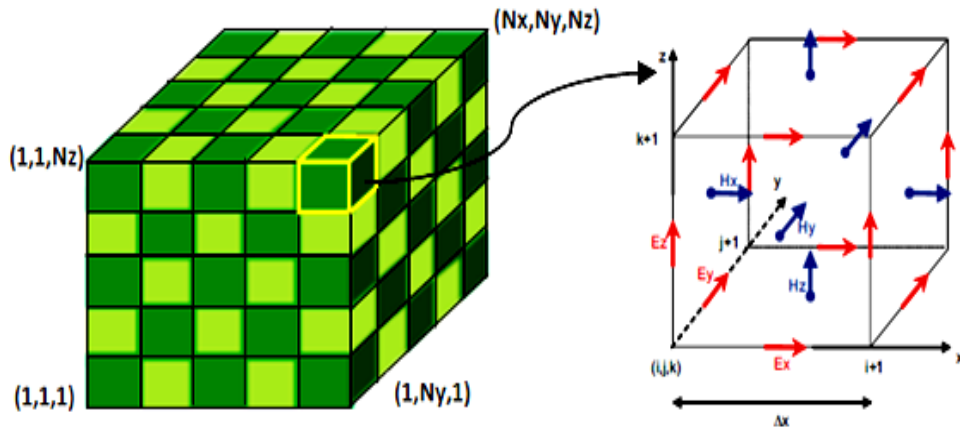


Figure II -7 : *Volume de calcul par la FDTD*

IV-3-2- Schéma de Yee

En 1966 [23], l'algorithme a été proposé par Kane Yee, pour la résolution des équations de Maxwell par la discrétisation en espace et en temps des composantes des champs E et H . Leur point et position spatiale sur une cellule élémentaire à 3D sont représentés sur la figure II -8. Cet algorithme permet de calculer les composantes du champ électromagnétique dans le domaine temporel dans un arrangement dit à 'saute-mouton' (leapfrog en anglais), c'est-à-dire :

- les composantes du champ électrique au milieu des arêtes des mailles. Les composantes du champ magnétique sont déterminées au centre des faces perpendiculaires aux faces de la maille.
- Le champ électrique est calculé à l'instant $n\Delta t$, il dépend du champ électrique à l'instant $(n - 1)\Delta t$ et également le champ magnétique évalué avec un décalage d'une demi incrémentation temporelle par rapport aux instants $(n - \frac{1}{2})\Delta t$

Cette répartition des composantes permet au schéma de Yee de respecter la continuité des composantes tangentielles électriques et normales magnétiques à l'interface de deux milieux différents.

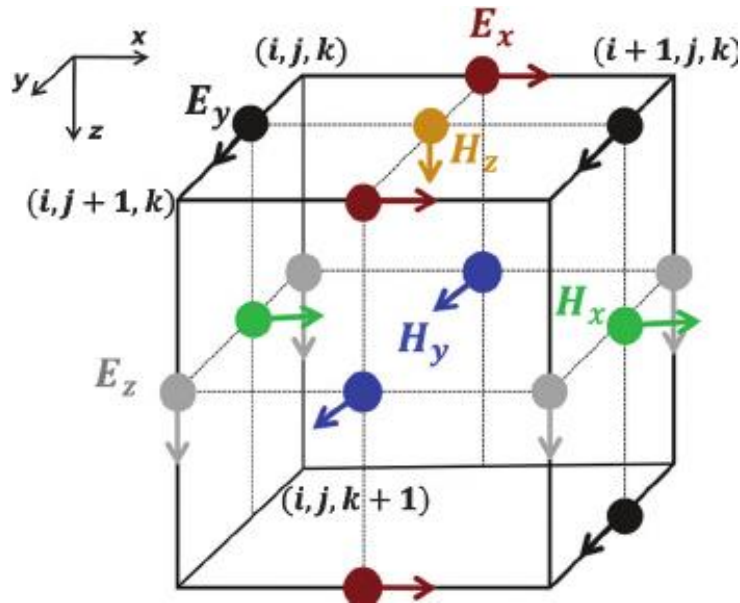


Figure II -8 : Maille élémentaire (3D) de Yee

La discrétisation temporelle permet l'incrémentation en temps des composantes du champ E ou H avec un pas d'échantillonnage Δt , de manière d'évaluer les dérivées temporelles de façon centrée et de calculer les composantes de $H^{n+\frac{1}{2}}$ à partir de $H^{n-\frac{1}{2}}$ et E^n , et de même de E^{n+1} à partir de $H^{n+\frac{1}{2}}$ et E^n , comme montré sur la figure II -9.

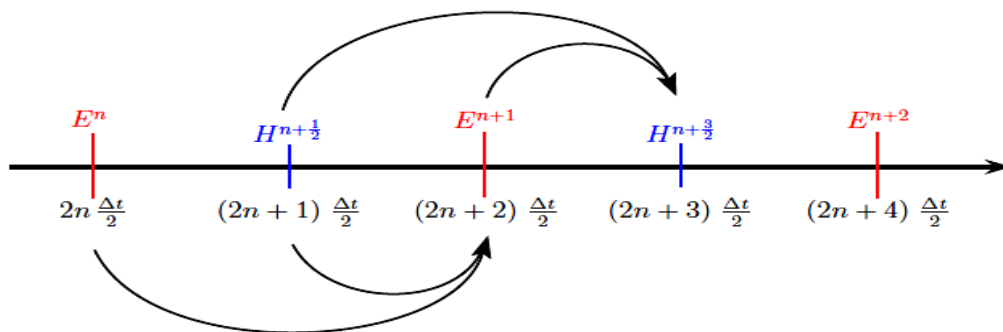


Figure II -9 : Discrétisation temporelle

IV-3-3- Les équations de Maxwell aux différences centrées

En appliquant le principe des différences finies centrées dans l'espace et dans le temps au système d'équation établies en (II.25) et (II.26), on obtient les différentes expressions des composantes du champ électromagnétique avec une approximation numérique du système d'équation de Maxwell :

$$E_x^{n+1}(i,j,k) = E_x^n(i,j,k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i,j,k)} \left[\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j-1,k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k-1)}{\Delta z} \right] \quad (\text{II. 31. a})$$

$$E_y^{n+1}(i,j,k) = E_y^n(i,j,k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i,j,k)} \left[\frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k-1)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1,j,k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-1,j,k)}{\Delta x} \right] \quad (\text{II. 31. b})$$

$$E_z^{n+1}(i,j,k) = E_z^n(i,j,k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(i,j,k)} \left[\frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-1,j,k)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j-1,k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II. 31. c})$$

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i,j,k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_y^n(i,j,k+1) - E_y^n(i,j,k)}{\Delta z} - \frac{E_z^n(i,j+1,k) - E_z^n(i,j,k)}{\Delta y} \right] \quad (\text{II. 32. d})$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i,j,k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_z^n(i+1,j,k) - E_z^n(i,j,k)}{\Delta x} - \frac{E_x^n(i,j,k+1) - E_x^n(i,j,k)}{\Delta z} \right] \quad (\text{II. 32. b})$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i,j,k) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left[\frac{E_x^n(i,j+1,k) - E_x^n(i,j,k)}{\Delta y} - \frac{E_y^n(i+1,j,k) - E_y^n(i,j,k)}{\Delta x} \right] \quad (\text{II. 32. c})$$

IV-3-4- Condition de stabilité de l'algorithme FDTD

La validation de la stabilité numérique a montré que : un schéma numérique est stable si et seulement si à toute condition initiale bornée, la solution calculée par le schéma reste bornée à tout instant et le pas de discrétisation temporel devrait fixer et satisfaire une certaine condition initiale de simulation pour assurer la stabilité de l'algorithme.

Courant-Friedrichs et lewy [24], ont analysé en détail le problème de stabilité des méthodes numériques à partir d'une approche mathématique rigoureuse. Donc la condition de stabilité montre une relation entre les pas de discrétisation temporelle et spatiale qui vérifie la condition de Courant-Friedrichs-lew et qui est donné par l'expression suivante appliquée à la FDTD-1D :

$$c = \frac{h}{\Delta t} \geq V_{pmax} \quad (\text{II. 33})$$

Où h : c'est le pas spatial

Δt : c'est le pas temporel

c : représente la vitesse de propagation numérique de l'onde électromagnétique dans le vide

V_{pmax} : représente la vitesse de phase maximale de l'onde dans le volume de calcul.

Dans le cas 3D cette condition devient :

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

Cette condition explique bien l'intérêt des paramètres spacieux, en temps et en espace. Par conséquence, plus la discrétisation spatiale sera fine et plus le nombre d'itération pour décrire un temps de propagation T , sera important.

Les incréments de discrétisation temporelle et spatiale dans le domaine du calcul créent des erreurs lors de la propagation, qui entraîne l'apparition d'une dispersion numérique non physique des signaux se propageant sur la grille de calcul avec une vitesse de phase inférieure à la vitesse réelle. Le choix des paramètres spatiaux définit la fréquence de travail sur un intervalle dit fréquence de pic de l'impulsion. Hors de ce pic, chaque maille agit par conséquent comme un réflecteur. Les erreurs de dispersion numérique augmentent progressivement avec la fréquence des signaux et la taille du domaine de calcul [25], rendant ainsi le spectre plus distordu et peuvent produire en plusieurs formes : les erreurs de phase, les anisotropies numériques, les pertes en amplitude, la déformation des signaux.....etc.

IV-4- Conditions d'absorption aux limites

Une autre considération de base avec l'algorithme de Yee pour traiter les problèmes d'interaction d'ondes électromagnétiques est que la plupart des structures périodiques d'intérêt sont définies dans les coordonnées non bornées et les équations de Maxwell sont résolues dans un domaine de calcul dont les dimensions sont fortement finies. Le problème impose essentiellement sur la discrétisation et la distribution du champ électromagnétique dans le domaine de calcul, c'est-à-dire l'algorithme de Yee consiste en une discrétisation temporelle et spatiale du champ, produit un champ total localisé au centre et un champ diffracté à ses bords. Toutes les composantes des champs sont situées soit en bord des cellules se situant

elles même en bord, soit en coin du domaine calculé, soit des réflexions non physiques du champ qui apparaissent et perturbent fortement la simulation.

Pour résoudre ce problème, il est nécessaire de restreindre le domaine de la résolution des équations de Maxwell à un domaine limité et agrandir la capacité de stockage des données et des traitements spécifiques sont nécessaires aux frontières du domaine de modélisation tronqué. Par conséquence une couche absorbante est placée à la frontière des bords de la région de calcul de telle sorte que les ondes réfléchissantes ne perturbent pas les résultats.

Il existe plusieurs types de conditions aux limites, citons trois essentielles:

- Conditions périodiques aux limites « PBC :Periodic boundary conditions »
- Conditions d'Engquist-Majda-Mur
- Couches parfaitement adaptées « PML :Perfectly Matched Layers »

IV-4-1- Conditions périodiques aux limites

L'étude d'un système optoélectronique ouvert avec un espace infini et borné, où les ondes E/M peuvent se propager à l'infini, pose le problème des réflexions parasites au niveau des frontières du domaine de traitement.

Les conditions aux limites périodiques sont issues du théorème de Floquet-Bloch [26], s'appliquent sur des structures périodiques qui se répètent jusqu'à l'infini et permet de calculer les champs dans un nœud du réseau à partir des champs existant dans une période spatiale plus loin à un déphasage près.

Le théorème de Bloch appliqué aux composantes du champ électromagnétique U dans une structure de période $a_{\vec{r}}$ dans chaque direction de périodicité, donc la condition du théorème se représente par la relation suivante :

$$U(r + a_{\vec{r}}, t) = U(r, t). e^{j\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{II. 35. a})$$

$$U(r, t) = U(r + a_{\vec{r}}, t). e^{-j\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{II. 35. b})$$

Il faut un décalage temporel pour implémenter de telles PBCs dans un algorithme FDTD :

$$U(r + a_{\vec{r}}, t) = U(r, t - \Delta t). e^{j\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{II. 36. a})$$

$$U(r, t) = U(r + a_{\vec{r}}, t + \Delta t). e^{-j\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{II. 36. b})$$

Et en cas d'une incidence normal, le déphasage s'annule on aura donc:

$$U(r + a_{\vec{r}}, t) = U(r, t - \Delta t). e^{j\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{II. 37. a})$$

$$U(r, t) = U(r + a_{\vec{r}}, t + \Delta t). e^{-j\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{II. 37. b})$$

Le principe de cette périodicité c'est qu'il n'y aura pas de réflexion parasite au réseau, puisque l'onde E/M incidente sortant de cellule élémentaire à la frontière gauche se verra confrontée à la frontière de la deuxième cellule, par la périodicité $a_{\vec{r}}$. Du point de vue de limitation, le domaine de calcul est donc réduit à la simple cellule élémentaire et l'application des PBCs sur les deux frontières permet de modéliser un réseau infiniment périodique.

Les conditions périodique aux limites sont généralement appliquées pour résoudre le problème de propagation des ondes électromagnétiques dans les structures périodiques infinies mais sont aussi utilisées particulièrement dans l'étude de systèmes chimiques.

IV-4-2- Conditions d'Engquist-Majda-Mur

Une équation différentielle partielle qui permet la propagation des ondes uniquement dans certaines directions est appelée une équation d'onde unidirectionnelle [27]. Elle absorbe numériquement l'onde électromagnétique sortante en collision dans la modélisation FDTD lorsqu'elle est appliquée à la limite la plus externe d'un domaine de calcul. La base de la théorie des conditions aux frontières absorbantes dans les coordonnées cartésiennes a été proposée par B. Engquist et A. Majda [28], qui peuvent être expliquées en termes d'opérateurs de dérivées partielles dans l'équation d'onde, un schéma de différences finies simple mais très précis avec les conditions aux frontières a été introduit par G. Mur. [29], impliquant la mise en œuvre des dérivées partielles liées aux points de réseau auxiliaires.

Les conditions d'Engquist-Majda-Mur, permettent d'obtenir une réflexion aux frontières de l'ordre de $\frac{1}{100} =$ Rapport des amplitudes.

L'équation d'une onde électromagnétique est donnée par cette équation suivante :

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

Où u est la composante scalaire du champ électrique ou du champ magnétique.

En utilisant un opérateur différentiel partiel L appliqué à l'équation précédente ; on aura :

$$\begin{cases} Lu = 0 \\ \text{et} \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = L \end{cases} \quad (\text{II. 39})$$

La factorisation de l'opérateur L sous forme du produit de deux opérateurs L^+ et L^- est défini par :

$$\begin{cases} L^+ \equiv \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{1-S^2} \\ L^- \equiv \frac{\partial}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{1-S^2} \end{cases} \quad (\text{II. 40})$$

Avec :

$$S^2 \equiv \frac{\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}}{\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}}$$

Cette factorisation le long de l'axe des x , induit deux solutions pour chaque direction correspondant aux deux sens de bord $L^+u = 0$ et $L^-u = 0$ pour déterminer les conditions sur les composantes tangentielles du champ pour éliminer l'onde réfléchie en frontière du domaine de calcul :

$$\begin{cases} \text{pour } x = 0, & L^-u = 0 \\ \text{pour } x = d, & L^+u = 0 \end{cases}$$

En appliquant le développement de Taylor au premier ou au deuxième ordre pour avoir une linéarisation des racines carrées avant appliquer aux opérateurs un schéma aux différences finies. Cette étape explique le cas d'une onde plane autour de l'incidence normale où l'on peut considérer que la dérivée suivant y et z est petite devant la dérivée temporelle: $\sqrt{1-S^2} \approx 1 - \frac{1}{2}S^2$, donc on aura les composantes tangentielles du champ électromagnétique selon les deux parois en $x=0$, et $x=d$, respectivement :

$$\begin{cases} \text{pour } x = 0 & \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \\ \text{pour } x = d & \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \end{cases} \quad (\text{II. 41. a})$$

Et pour les autres limites absorbantes de la grille :

$$\begin{cases} \text{pour } y = 0 & \frac{\partial^2 u}{\partial y \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \\ \text{pour } y = d & \frac{\partial^2 u}{\partial y \partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \end{cases} \quad (\text{II. 41. b})$$

$$\begin{cases} \text{pour } z = 0 & \frac{\partial^2 u}{\partial z \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \\ \text{pour } z = d & \frac{\partial^2 u}{\partial z \partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \end{cases} \quad (\text{II. 41. c})$$

Ces équations expriment les conditions de Mur, qui sont discrétisées par la méthode des différences finies selon le schéma de Mur.

Cette condition aux limites représente des limitations autour de leur utilisation, car les conditions de Mur ne sont absolument valables que pour une incidence normale et des réflexions parasites apparaîtront pour des incidences s'en écartant.

IV-4-3- Couches parfaitement adaptées « PML »

Les conditions aux limites absorbantes des couches parfaitement adaptées (PML) semblent s'affirmer aujourd'hui comme les plus efficaces et performantes parmi les autres méthodes.

En 1994, la couche parfaitement adaptée (PML) a été proposée par J. P. Berenger [29]. L'unicité de la PML est qu'une onde plane avec l'incidence arbitraire, la polarisation et la fréquence est adaptée à toutes les frontières. Autrement dit, cette technique est basée sur le principe d'adaptation d'impédance à l'interface entre un milieu non absorbant et un milieu absorbant de conductivité électrique σ et magnétique σ^* non nulle (figure II -10), mais les deux milieux de même indice de réfraction.

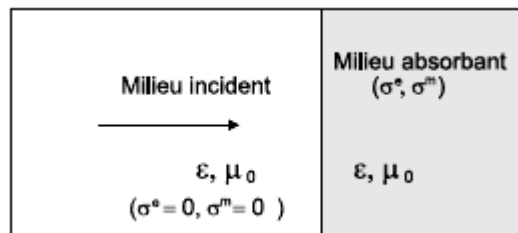


Figure II -10 : Adaptation d'impédance à l'interface entre deux milieux

Cette condition est représentée par :

$$\frac{\sigma}{\epsilon} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (\text{II.42})$$

Donc le principe de cette méthode est basé sur les hypothèses suivantes :

- L'onde d'incidence normale n'est pas réfléchiée à l'interface entre les deux milieux et s'atténue dans le milieu absorbant, si l'onde arrive à incidence oblique elle provoque l'apparition des réflexions parasites à l'interface.
- L'absorption est non nulle suivant la normale à l'interface entre les deux milieux et elle est nulle suivant l'axe parallèle à l'interface.
- L'épaisseur de la couche absorbante PML peut être choisie de manière qu'elle soit la plus grande possible pour bien absorber l'onde électromagnétique.

- Une condition de Mur métallique peut être ajoutée en limite de PML sans effet de réflexion conséquente d'énergies dans le domaine de calcul.

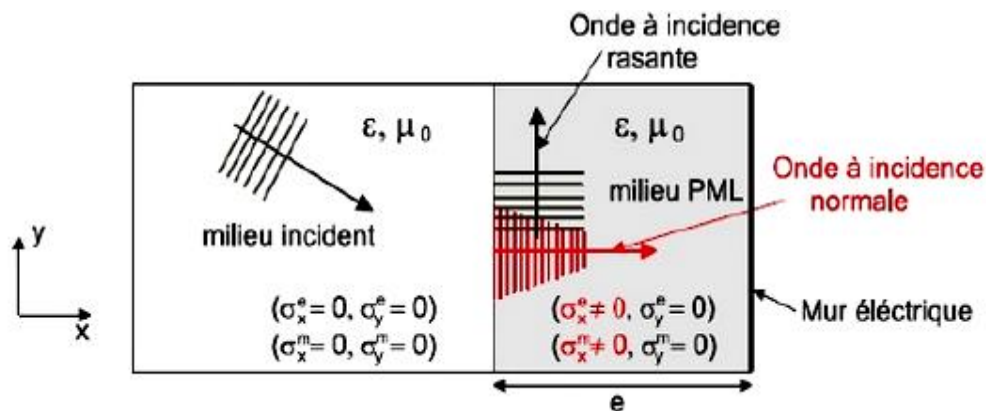


Figure II -11 : Principe de la PML

Dans la couche adaptée PML(figure II-11), l'onde plane incidente est décomposée en deux ondes :

- Dans le plan d'incidence normale : Une onde est atténuée et absorbée par le milieu PML et ne subit qu'une très faible réflexion. Cette onde vérifie l'équation (II.42).
- Sur l'axe tangentiel : une onde à incidence rasante se propageant parallèlement à l'interface entre les deux milieux, ne subit aucune réflexion et aucune absorption dans le milieu PML.

L'absorption part de zéro à l'interface PML-domaine de calcul et augmente pour atteindre sa valeur maximale au bord extérieur de la PML. La condition de mur électrique qui consiste à forcer à zéro les composantes tangentielles du champ électrique est appliquée sur le bord extérieur de la couche PML.

Dans le domaine de PML, les composantes des champs électrique et magnétique sont décomposées sur les deux axes principaux en fonction de la conductivité virtuelle $(\sigma_x, \sigma_x^*, \sigma_y, \sigma_y^*, \sigma_z, \sigma_z^*)$, suivant chaque direction et qui permet d'annuler les réflexions sur chacune des limites du domaine. Donc, la représentation des composantes électromagnétiques dans les équations de Maxwell s'accompagne de la définition de conductivités virtuelles donnée par 12 équations différentielles partielles couplées du premier ordre qui sont décrites par [30] :

$$\mu_0 \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{xy} = -\frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} \quad (\text{II. 43. a})$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{xz}}{\partial t} + \sigma_z^* H_{xz} = \frac{\partial(E_{yx} + E_{yz})}{\partial z} \quad (\text{II. 43. b})$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{yz}}{\partial t} + \sigma_z^* H_{yz} = -\frac{\partial(E_{xy} + E_{xz})}{\partial z} \quad (\text{II. 43. c})$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{yx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{yx} = \frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial x} \quad (\text{II. 43. d})$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = -\frac{\partial(E_{yx} + E_{yz})}{\partial x} \quad (\text{II. 43. e})$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial(E_{xy} + E_{xz})}{\partial y} \quad (\text{II. 43. f})$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{xy}}{\partial t} + \sigma_y E_{xy} = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (\text{II. 43. g})$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{xz}}{\partial t} + \sigma_z E_{xz} = -\frac{\partial(H_{yx} + H_{yz})}{\partial z} \quad (\text{II. 43. h})$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{yz}}{\partial t} + \sigma_z E_{yz} = \frac{\partial(H_{xy} + H_{xz})}{\partial z} \quad (\text{II. 43. i})$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{yx}}{\partial t} + \sigma_x E_{yx} = -\frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (\text{II. 43. j})$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + \sigma_x E_{zx} = \frac{\partial(H_{yx} + H_{yz})}{\partial x} \quad (\text{II. 43. k})$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + \sigma_y E_{zy} = -\frac{\partial(H_{xy} + H_{xz})}{\partial y} \quad (\text{II. 43. l})$$

La discrétisation spatiale de l'algorithme FDTD impose le problème des réflexions parasites vers la structure modélisée dans le cas d'une forte absorption de l'onde dans la couche PML. Pour réduire cet effet et améliorer l'absorption, on exige une augmentation graduelle de façon polynomiale de l'absorption σ dans la couche PML :

$$\sigma(\rho) = \sigma_m \left(\frac{\rho}{e}\right)^n \quad (\text{II. 44})$$

Avec :

σ_m : La conductivité maximale

ρ : La profondeur à l'intérieur de la région PML

e : La profondeur totale de la couche PML ($\approx 10\Delta$)

n : L'ordre de l'équation de croissance de la conductivité, aussi appelé ordre de la PML. Ce facteur est dans la plupart des cas choisi entre 2 et 5.

IV-5- Conclusion

L'idée maîtresse d'utiliser des outils numériques parfaitement adaptés à la conception des structures photoniques 2D est de réduire l'espace de calcul numérique à un minimum, et de s'appuyer sur d'autres techniques de simulation de propagation pour compléter l'approche.

Dans ce chapitre nous avons présenté l'algorithme de base et la formulation de plusieurs techniques de modélisation numérique telle que : La méthode des éléments finis FEM, la méthode des matrices de transfert TMM, la méthode de décomposition en ondes planes PWE et la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD.

Ces méthodes sont devenues des outils fiables pour simuler le comportement électromagnétique des CPhs lors d'une propagation d'onde dans ces milieux.

La PWE est simple, versatile, puissante et convient très bien à la modélisation de structures fortement diffractives de dimensions de l'ordre de la longueur d'onde. Elle est bien ajustée pour des structures photoniques de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et pour calculer les contours de dispersion des matériaux diélectriques périodiques à deux dimensions ainsi que le spectre fréquentiel de la structure. Cette méthode est adaptée à l'étude de matériaux à bande interdite photonique avec et sans défaut.

La FDTD est basée sur la résolution directe des équations de Maxwell par les différences finies centrées dans le temps et dans l'espace. Elle permet en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions aux frontières, la réponse rigoureuse de la structure étudiée. Elle converge vite vers un résultat assez précis, sans un maillage excessif

Nous sommes intéressés par ces deux méthodes pour la modélisation des cristaux photoniques bidimensionnels, leurs propriétés optiques et la simulation des structures périodiques en géométrie du guidage et qui feront l'objet du chapitre suivant.

Références bibliographiques

- [1] C. Hafner, R. Ballisti, "The multiple multipole method", The international journal for computation and mathematics in electrical and electronic engineering, Vol. 2, p: 1-7, 1983.
- [2] M. Plihal and A. A. Maradudin, "Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice", Phys. Rev, Vol. 44, p: 8565, 1991.
- [3] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, Appl. Phys "Waveguide tapers and waveguide bends in AlGaAs-based two-dimensional photonic crystals", .Lett, Vol. 61, p: 495, 2003.
- [4] L. Li, "Mathematical reflections on the Fourier modal method in grating theory, in Mathematical Modeling in Optical Science", SIAM Frontiers in Applied Mathematics (SIAM, Philadelphia), Eds. G. Bao, L. Cowsar, and W. Masters, Vol. 4, p: 111-139, 2001.
- [5] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos. 'Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a plane wave basis", Optics Express, Vol. 8, p: 173-190, 2001.
- [6] Z. Y. Li, and K. M. Ho, "Light propagation in semi-infinite photonic crystals and related waveguide structures", Phys. Rev. B, Vol. 68, p: 155-101, 2003.
- [7] L. Li and Z. Zhang, "Multiple-scattering approach to finite-sized photonic band-gap materials" Phys. Rev. B, Vol. 58, p: 9587, 1998.
- [8] P. Monk, "Finite element methods for Maxwell's equations", Oxford Science Publications, Oxford, 2003.
- [9] G. Pelosi, R. Cocciolo, S. Selleri , "Quick Finite Elements for Electromagnetics waves", Artech House, 1998.
- [10] J. B. Pendry et A. MacKinnon, "Calculation of photon dispersion-relations", Physical Review Letters., Vol. 69, p: 277-2775, 1992.
- [11] J. B. Pendry, "Calculating photonic band structure", J. of Physics : Condensed Matter, Vol. 8, p: 1085, 1996.
- [12] K. M. Ho, C. T. Chan, et M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic structures", Physical Review Letters, Vol. 65, p: 3152, 1990.
- [13] M. Plihal and A. A. Maradudin,"Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice", Phys. Rev. B , Vol. 44, p : 8565, 1991.
- [14] R. D. Meade, K. D. Bbromme, A. M. Rappe, and J. D. Joannopolous, "Photonic Bound-States in Periodic Dielectric Materials", Phys. Rev. B, Vol. 44, p: 13772-13774, 1991.
- [15] S. Tae In Kwon,"Convergence of the *supercell* method for computation of defect modes in one-dimensional *photonic crystals*", Applied Mathematics Letters, Vol. 49, p: 159-165. 2015.
- [16] K. M. Leung and Y. F. Liu, "Full Vector Wave Calculation of Photonic Band Structures in Face-Centered-Cubic Dielectric Media", Phys. Rev. Lett, Vol. 65, p: 2646, 1990.
- [17] Z. Zhang and S. Satpathy, "Electromagnetic-Wave Propagation in Periodic Structures-Bloch Wave Solution of Maxwell Equations", Phys. Rev. Lett, Vol. 65, p: 2650, 1990.
- [18] D. Neel, "Etude en champ proche optique de guide à cristaux photoniques sur SOI", thèse de Doctorat, Université de Lyon, 2006.
- [19] C. T. Chan, Q. L. Yu, and K. M. Ho, "Order-N spectral method for electromagnetic waves", Phys. Rev, Vol. 51, p: 16635, 1995.
- [20] M. M. Sigalas and N. García, "Theoretical study of three dimensional elastic band gaps with the finite-difference time-domain method", Journal of Applied Physics, Vol. 87, p: 3122, 2000.
- [21] A. Taflove and S. C. Hagness, "Computational electrodynamics: The finite-difference time-domain method", (2nd edition), p: 38-41, 69-72, 80, 113, 160, 194, 197-224, 244, Boston,

- London: Artech House, 2000.
- [22] K.S. Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equation in isotropic media”, IEEE, Vol. 14, p: 302-307, 1996.
 - [23] R. Courant, K. Friedrichs et H. Lewy, “Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik”, Mathematische Annalen, Vol. 100, p: 32–74, 1928.
 - [24] N. Ashcroft and N. D. Mermin, “Physique des solides”, EDP Sciences, les Ulis, 2002.
 - [25] B. Engquist and A. Majda, “Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of wave”, Mathematics of Computation, Vol. 31, p: 629-651, 1977.
 - [26] J. P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves”, Journal of Computational Physics, Vol. 114, p: 185-200, 1994.
 - [27] G. Mur, “Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time domain electromagnetic field equations”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 23, p: 377-382, 1981.
 - [28] J. P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, Journal of Computational Physics”, Vol. 127, p: 363-379, 1996.
 - [29] J. P. Berenger, “Perfectly Matched Layer (PML) for Computational Electromagnetics”, Synthesis Lectures on Computational Electromagnetics, Vol. 2, p: 1-117, 2007.

CHAPITRE III

*Guides d'ondes à Cristaux
Photoniques*

I- Introduction

La majorité des applications des cristaux photoniques tournent autour de leur BIP. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence de propagation permise à l'intérieur d'une bande de fréquences interdites, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Dans une structure à BIP à défauts, il est possible d'empêcher les ondes électromagnétiques de se propager, mais aussi il est faisable de les confiner ou de leur faire suivre les voies les plus détournées à l'échelle de la longueur. C'est notamment, *ces propriétés* qui les rend intéressants pour de nombreuses applications pour l'optiques guidées, telles que : les guides d'ondes [1], les micro-résonateurs et les détecteurs optiques [2,3]....etc. Ces structures sont des systèmes très prometteurs pour contrôler et guider la lumière dans le domaine de micro-onde, l'optoélectronique, les télécommunications optiques et les systèmes biologiques comme les biocapteurs.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les différents défauts dans les structures à BIP, les propriétés et les caractéristiques des dispositifs à base des cristaux photoniques bidimensionnels en géométrie de guides d'onde, et le domaine des applications optiques qui peuvent résulter de ces matériaux.

II- Cristaux photoniques à défauts

II-1- Différents types de défauts

Nous avons vu dans le chapitre I, que le formalisme de la propagation de la lumière était très proche de celui utilisé pour décrire le comportement électronique d'un matériau cristallin. En physique des semi-conducteurs l'introduction de défauts dans le réseau cristallin [4], par exemple un dopant, conduit à l'apparition de nouveaux états électroniques dans le gap du semi-conducteur. Il en est de même pour un cristal photonique : en omettant de graver un trou ou un ensemble de trous dans le réseau, on brise localement la périodicité du cristal et il est possible d'obtenir de nouveaux états optiques permis au sein de la bande interdite photonique [5]. Une façon simple de créer un ou plusieurs modes permis dans le gap, consiste à introduire un défaut dans le cristal, c'est-à-dire une imperfection dans l'arrangement périodique de la structure diélectrique. Autrement dit, ces défauts sont obtenus en modifiant localement la périodicité du cristal.

Les défauts les plus simples, qui peuvent être créés dans un cristal photonique sont les défauts ponctuels et les défauts étendus (linéaires). Si, en utilisant un défaut ponctuel, on peut confiner la lumière à l'intérieur du défaut, il est alors également possible, en créant un défaut linéaire, d'orienter la propagation de la lumière dans une direction choisie. Plusieurs types de

défauts sont réalisables et permettent de réaliser certaines applications telles que : biocapteurs, filtres à haute sélectivité, micro-résonateur, diviseurs et commutateurs optiques, ...etc.

II-1-1- Défauts ponctuels

En 1991, les caractéristiques des défauts ponctuels ont été étudiées par plusieurs chercheurs [1,5] pour calculer les fréquences des modes de défauts dans un cristal photonique de réseau carré. La transmission de ces structures a été étudiée par Joannopoulos et al [6,7,8], qui ont montré théoriquement que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées en modifiant la taille et le type de matériau de défauts.

Il existe de multiples manières de créer des défauts ponctuels dans les cristaux photoniques, en procédant au retrait, à l'ajout ou à la modification d'un ou plusieurs motifs du cristal. Pour reprendre la terminologie de la physique du solide, on réalise alors des défauts ponctuels, lacunaires ou de substitutions (Figure III -1). Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau. Pour les cristaux photoniques composés de cylindres diélectriques, la constante diélectrique d'un cylindre peut être changée ou le cylindre peut être enlevé (Figure III -1(a)), ce qui crée une omission dans le cristal qui correspond à une microcavité à l'intérieur du cristal photonique. L'ajout d'un défaut ponctuel s'accompagne de l'apparition de modes de résonance dans la structure et les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés modes de défaut. C'est un mode dont la fréquence peut se situer dans la bande interdite et qui est localisé autour du site du défaut.

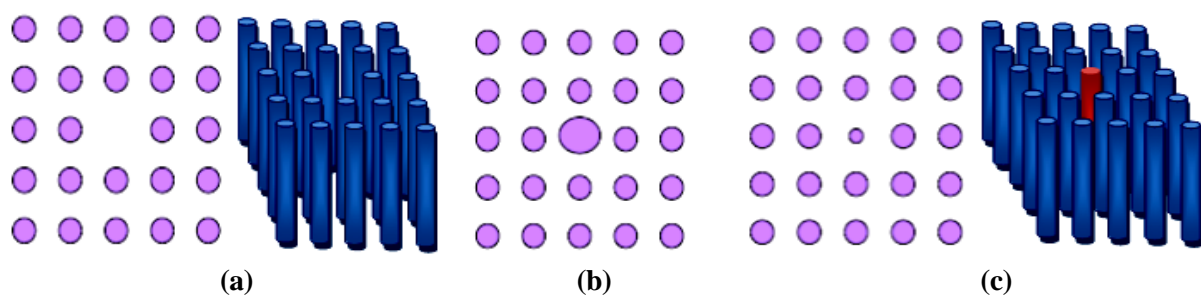


Figure III -1: Différents types de défauts:
(a)-Défaut ponctuel, (b)-Défaut lacunaire et (c)-Défaut de substitution

cavités à cristaux photoniques, citons comme exemple les sources de lumière.

La figure III -2 montre un exemple d'une structure bidimensionnelle à réseau carré de tiges en l'air. La figure à gauche représente le champ électrique localisé autour d'un défaut ponctuel où le rayon r d'une seule tige a été enlevé ($r = 0$), et où il y a création d'un seul lobe dans le défaut et une haute symétrie. La figure à droite montre aussi le champ électrique

localisé autour d'un défaut lacunaire par un rayon augmenté $r = 0.34a$, qui est doublement dégénéré par l'autre état [1]. Sur cette figure, on peut voir que la lumière est piégée à l'intérieur du défaut ponctuel, vu que le matériau est réfléchissant à cette longueur d'onde.

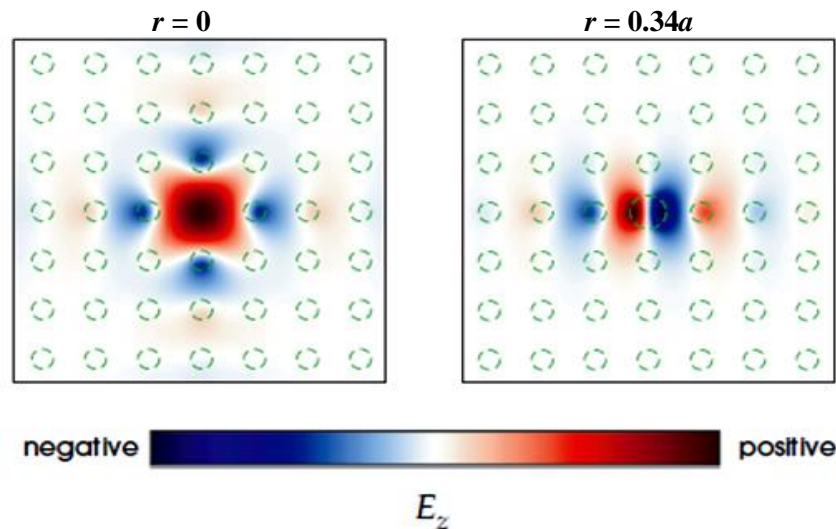


Figure III -2: États du champ électrique localisé autour d'un défaut ponctuel (à gauche) et d'un défaut lacunaire (à droite) pour une structure bidimensionnelle à réseau carrée avec des tiges en l'air.

II-1-2- Défauts étendus ou linéaires

Les défauts étendus sont obtenus en modifiant les cylindres ou les trous sur plusieurs sites voisins. Ces défauts permettent de réaliser un guidage diffractif des ondes électromagnétiques, celui-ci se comporte alors comme un guide d'onde. Les modes électromagnétiques associés aux guides d'onde sont des modes confinés dans le guide et qui peuvent se propager le long de ce guide et avec les parois parfaitement réfléchives. De cette façon on peut dévier le chemin de la lumière.

Un défaut linéaire est créé à partir d'un cristal photonique en enlevant une ou plusieurs rangées de trous (ou de tiges) selon une ligne. Au sein de ces défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique peuvent exister. Ces défauts sont appelés aussi défauts linéiques W1 (Figure III -3) ou défaut par vacuité, ils sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études [1,9], car ils ont vocation à être utilisés comme guides de lumière au sein d'un cristal donné.

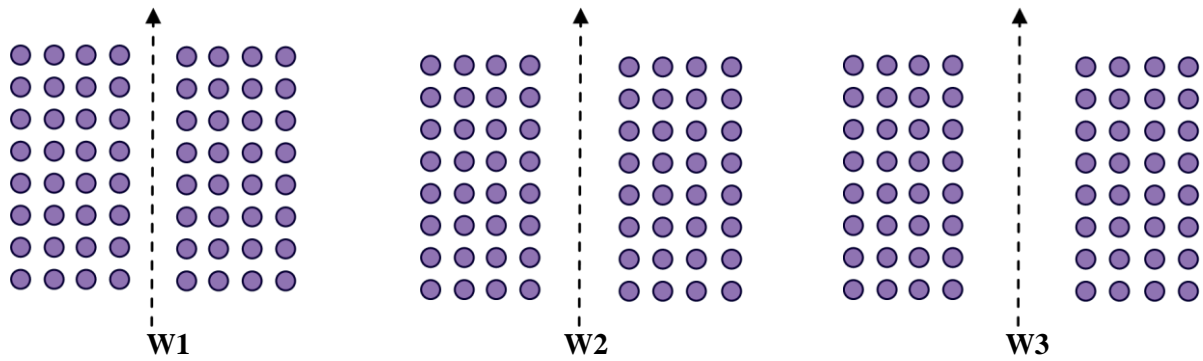


Figure III -3 : Structures du guide d'onde à défaut linéaire.

On appelle W_n (W : abréviation de waveguide) les guides d'ondes linéaire à cristaux photoniques, où n est le nombre de rangées de motifs manquants, donc pour $n=1$ on a un guide $W1$ correspond à un cristal photonique ayant une seule rangée manquante.

Les guides à plusieurs rangées manquantes ($W2$, $W3$), orientées dans les directions de symétrie du cristal photonique, constituent une des principales catégories de guides à cristaux photoniques [10] et orientés dans les directions différentes de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins possibles à l'intérieur du cristal.

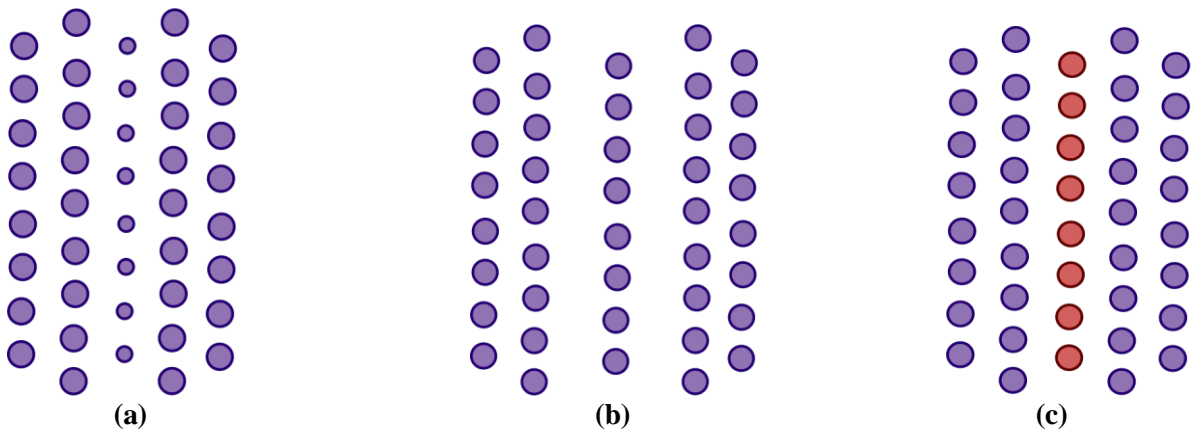


Figure III -4 : Différents types de défauts étendus

Il existe multiples manières de créer des défauts étendus dans les cristaux photoniques par :

- La modification de la taille ou le diamètre du motif élémentaire qui compose le cristal photonique (Figure III-4-(a)),

- La modification de la distance ou l'espace qui existe entre les motifs élémentaires (Figure III-4-(b)),
- La possibilité de changer localement la nature du matériau et plus effectivement en agissant sur la valeur de la permittivité relative du motif élémentaire (Figure III-4-(c)).

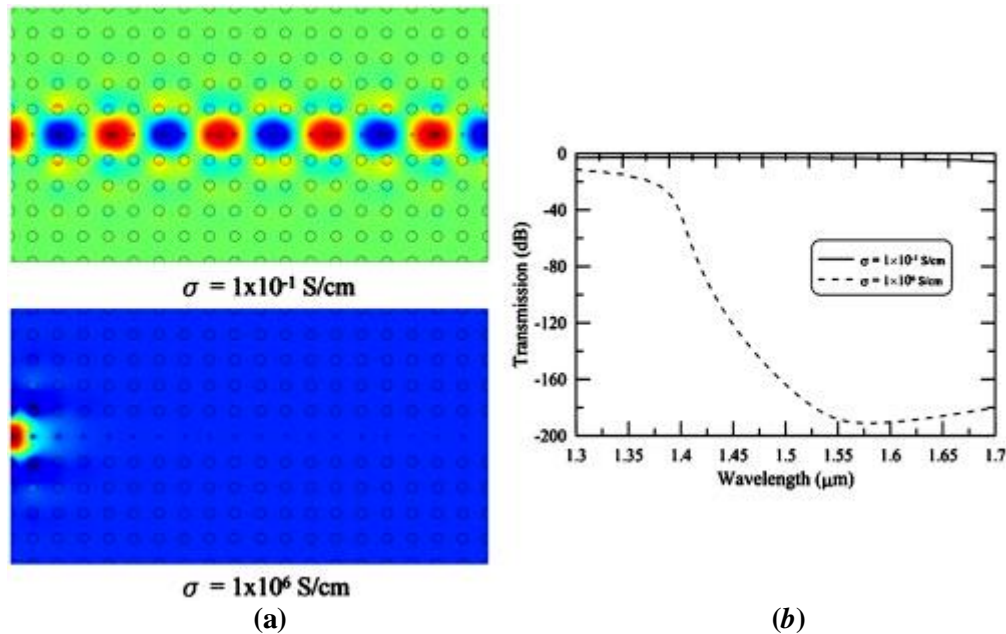


Figure III -5 : (a)- Modulation électro-optique dans un guide d'onde linéaire à cristal photonique 2D par la réduction du rayon des tiges diélectriques , (b)- Spectre de transmission obtenu par la modification de la conductance dans la région du guide d'ondes.

Un exemple d'un guide d'onde linéaire à cristaux photonique 2D représenté sur la figure III -5, le guide possède une rangée de défauts par la réduction du rayon des tiges diélectriques et le mécanisme de commutation est une modification de la conductance dans la région du guide d'ondes [11]. Dans cette structure, le guidage est assuré par la réflexion totale interne, et les modes sont guidés par le phénomène de bande interdite. Les réflexions multiples sur les tiges du cristal localisent la lumière au niveau de la rangée de défaut.

II-1-3- Défauts couplés

Les défauts couplés sont des défauts assez proches dans le cristal pour échanger de l'énergie. Pour obtenir des effets de couplage dans un cristal photonique, on peut rapprocher délibérément des défauts quasi-ponctuels (figure III -6). La direction d'alignement des cavités fixe la direction de propagation permise pour les ondes électromagnétiques. La chaîne de cavité forme donc un guide optique que l'on désigne sous l'acronyme CROW (Coupled Resonator Optical Waveguide) [12].

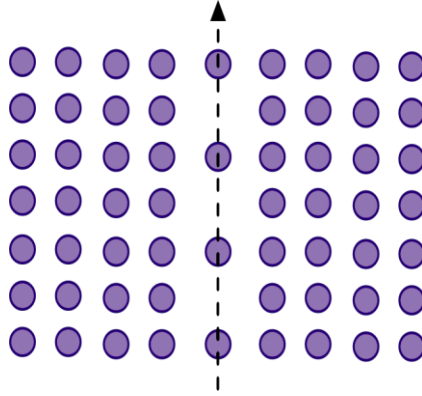


Figure III -6: Défauts couplés (guide à cavité couplé)

Le couplage entre ces défauts permet une apparition des pics de transmission dans la bande interdite. L'amplitude et le nombre de pics de transmission sont liés à la position des cavités par rapport à la direction de propagation de l'onde et leur répartition à l'intérieur de la structure [13].

La figure III -7 représente les diagrammes de transmission mesurés pour un réseau carré de 11 rangées de tiges d'alumine avec deux défauts couplés. Lorsque les défauts sont espacés l'un de l'autre (à gauche), un seul pic de résonance s'observe (défaut peu profond). Lorsque les défauts sont rapprochés, le pic se dédouble (défauts couplés, à droite).

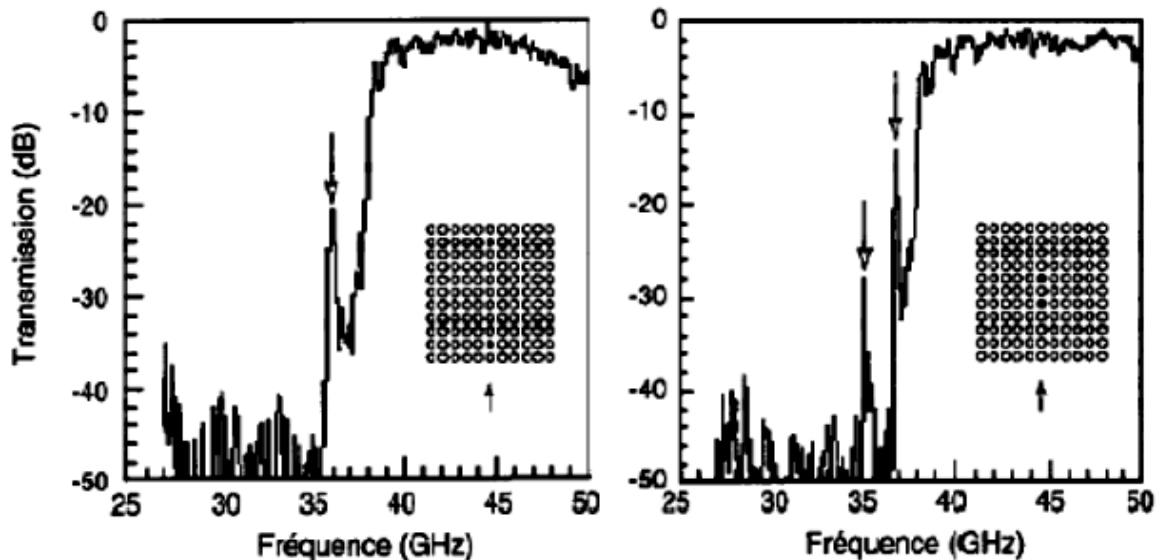


Figure III -7: Diagrammes de transmission mesurée pour un réseau carré de 11 rangées de tiges d'alumine ayant deux défauts [6].

L'emploi de ce type de défauts dans le domaine micro-onde permet aussi d'améliorer le rendement de la réfraction anormale et l'apparition de nouvelles propriétés optiques.

II-2- Défauts dans un cristal photonique 1D

Dans un cristal photonique 1D, nous avons vu que seul des modes évanescents pouvaient exister dans la BIP. Pour faire apparaître ces modes évanescents, nous allons détruire la périodicité de la structure photonique et incérer des défauts de taille bien contrôlée, en créant un défaut ou en introduisant un défaut dans une simple couche plus épaisse que les autres dans la structure multicouche (Figure III-8).

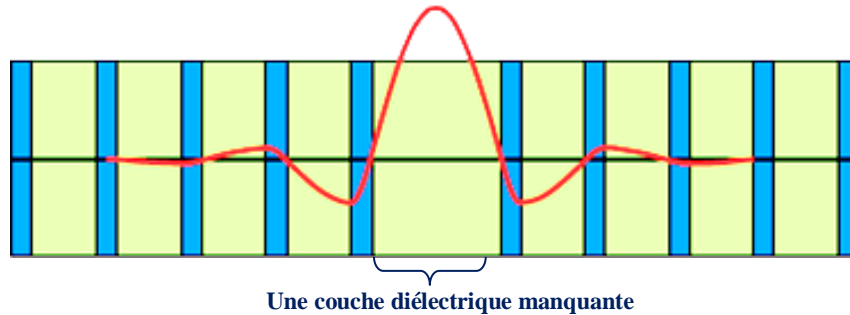


Figure III -8: Défaut dans une structure périodique 1D (multicouche), formé par une couche diélectrique manquante. On notera l'élargissement du champ dû au défaut [1]

au niveau des défauts et l'onde est localisée fréquentiellement et spatialement.

Si un mode a une fréquence dans l'intervalle, il doit alors décroître exponentiellement une fois qu'il entre dans le cristal.

On considère un mode dont la fréquence ω appartient à la bande interdite photonique. Il n'y a pas de modes propagatifs à la fréquence ω dans le réseau périodique même si un défaut est introduit dans la structure. La rupture de périodicité nous empêche de décrire les modes du système avec le vecteur d'onde k , mais il est possible de déterminer si une certaine fréquence peut supporter des états propagatifs dans le reste du cristal.

La figure III -9 montre la division de l'espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescents [1]. Dans ce cas, la densité d'états (nombre de modes permis par unité de fréquence ω) est nulle dans les bandes interdites du cristal sauf qu'un seul pic associé au défaut. Donc les modes ne peuvent exister dans ces BIPs que s'ils sont évanescents et si la périodicité est rompue par un défaut (trait rouge). Cette propriété est exploitée dans le filtre passe-bande appelé filtre diélectrique Fabry-Pérot. Il est particulièrement utile aux fréquences de lumière visible en raison des pertes relativement faibles de matériaux diélectriques.

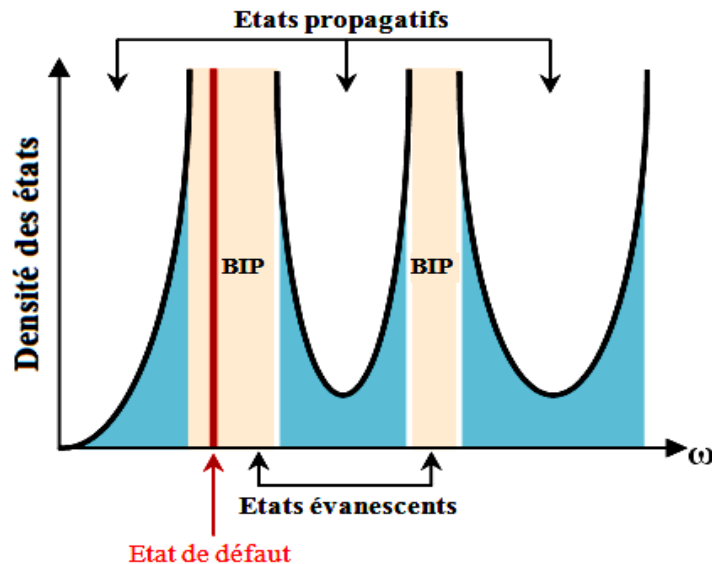


Figure III -9: *Division de l'espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescents*

II-3- Défauts dans un cristal photonique 2D

Pour compenser l'absence de bande interdite dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité des cristaux photoniques 2D, la lumière peut être confinée dans un défaut. Ceci a pour effet de créer des niveaux d'énergie discrets supplémentaires dans la structure de bandes. Donc les modes photoniques ainsi créés, concentrent leur énergie dans cette zone de défauts à condition qu'ils se situent dans la bande interdite. Le cristal environnant se comporte comme un miroir et la lumière est réfléchi par les bords du défaut.

Dans les structures 2D, l'insertion de défauts est plus facile que dans les cristaux photoniques 3D et le défaut est choisi de manière à ce que la fréquence propre du mode associé soit située dans la BIP. Le but est d'obtenir des structures présentant des facteurs de qualité les plus élevés possibles, c.-à-d. des dispositifs permettant de confiner l'énergie optique avec moins de perte. Le concept est largement employé dans la littérature et de nombreux articles traitent uniquement de la conception de défauts aux facteurs les plus hauts possibles.

La rupture d'une tige diélectrique dans un CPh 2D composée de tiges plongées dans l'air forme une microcavité bidimensionnelle. Dans cette cavité, seuls certains modes peuvent exister avec des répartitions de champs bien spécifiques. Ces modes sont confinés dans le défaut (figure III -10-(a)). On peut voir que la lumière est prise au piège à l'intérieur du défaut et elle ne pourra pas se propager dans la structure. L'intérêt de ce type de défaut a été mis à profit pour réaliser des diodes LASER [14].

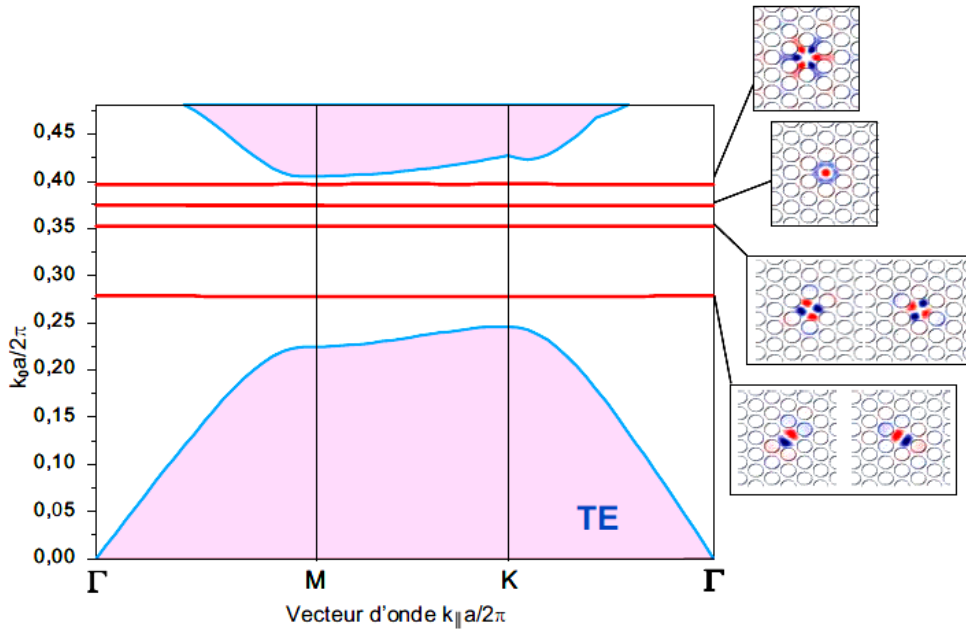


Figure III -10-(a): Diagramme de dispersion d'un CPh 2D du réseau triangulaire avec un défaut forme une microcavité [15].

Un défaut étendu dans un CPh 2D est un défaut de dimensions 1 ou 2. Il s'agit de défauts qui ont une extension dans une ou plusieurs directions de la périodicité du cristal d'origine.

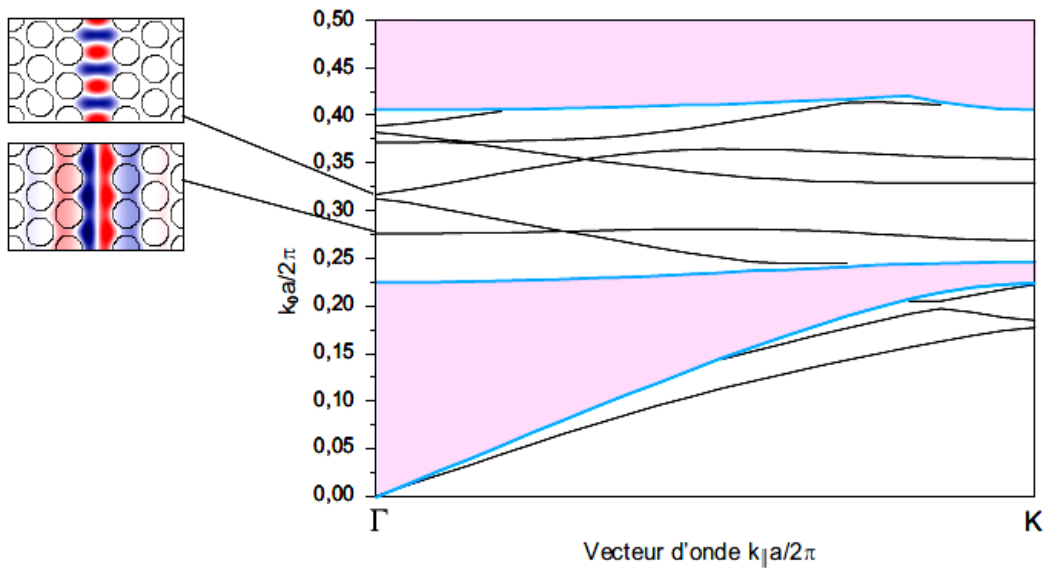


Figure III -10-(b): Diagramme de dispersion d'un CPh 2D du réseau triangulaire avec un défaut de ligne [15].

L'introduction des défauts de ligne peut aussi être analysée en employant le diagramme de bande pour un cristal bidimensionnel de réseau triangulaire de trous d'air, comme le montre la figure III -10-(b). Cette structure est une rangée de trous supprimée dans la

direction k_{\parallel} , et forme un guide linéaire. Les modes peuvent être séparés en modes pairs et impairs selon leur symétrie par rapport à l'axe du guide.

II-4- Défauts dans un cristal photonique 3D

Les structures photoniques tridimensionnelles à défaut sont faites d'un assemblage de matériaux diélectriques comportant une ou plusieurs ruptures de périodicité avec des moyens simples obtenus de la même manière que pour les CPhs 1D et 2D [16]. Pour perturber un réseau on doit ajouter un matériau diélectrique supplémentaire ou retirer une partie du matériau. Les défauts localisés dans les CPhs 3D permettent de localiser l'onde électromagnétique selon les trois directions de l'espace. C'est le cas d'une structure de cavité.

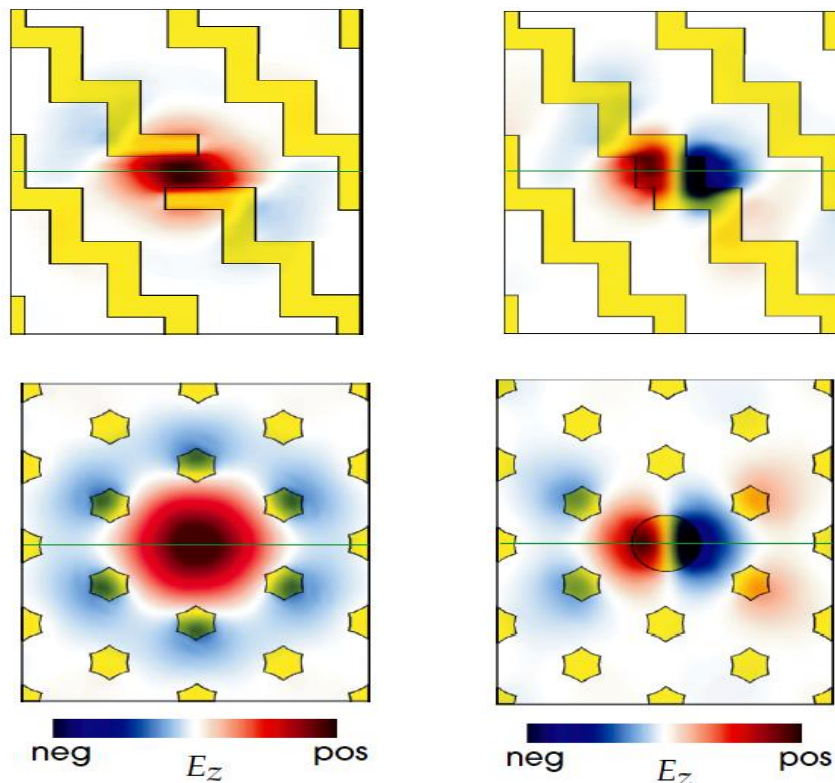


Figure III -11: États du champ électrique E_z localisé autour d'un défaut ponctuel (à gauche: défaut d'air et à droite: défaut diélectrique) pour des sections transversales horizontales et verticales du cristal 3D.

. Des exemples de structures à CPhs 3D avec un défaut ponctuel sont illustrés sur la figure III -11, dans laquelle nous avons retiré une seule tige dans une couche de tiges pour créer un défaut d'air (à gauche), et nous avons augmenté son rayon pour créer un défaut diélectrique (à droite) [1]. La section transversale correspondant au demi-plan des tiges a une énergie monopolaire localisée autour de défauts ponctuels, avec un champ électrique E_z (mode TM) polarisé perpendiculairement à la section transversale. Le défaut de point crée un

pic unique d'états non autorisés dans la densité d'états à une fréquence qui peut être conçue pour se situer dans les bandes interdites photoniques.

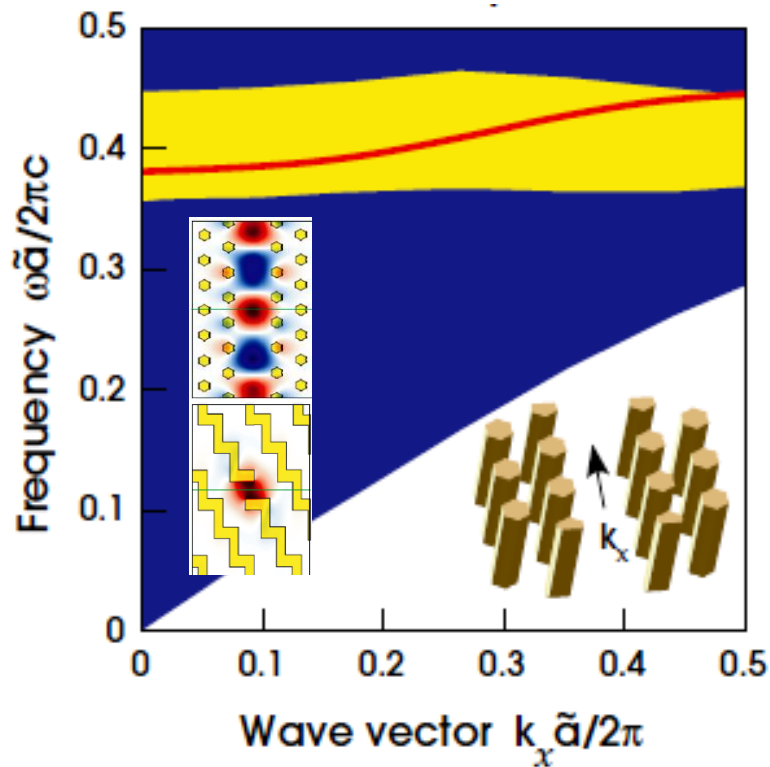


Figure III -12: Structure de bande avec la projection du vecteur d'onde k_x pour un cristal 3D à défaut linéaire [1].

La figure III -12 représente aussi les modes localisés dans un cristal 3D mais avec un défaut linéaire créé en enlevant une rangée de tiges les plus proches dans une seule couche avec la *projection* du vecteur d'onde k_x . Les défauts linéaires sont analogues aux guides d'ondes métalliques car la lumière est piégée dans un tube aux parois parfaitement réfléchissantes. Cette structure à tube métallique creux présente un intérêt considérable pour créer de nouvelles *applications* en optique [17].

III- Les cristaux photoniques 2D en géométrie guide d'onde

Du point de vue d'optique guidée, les guides d'ondes à cristaux photoniques 2D (en anglais PCW 2D : 2D Photonics Crystal Waveguides) ont fait l'objet d'un effort de recherche significatif puisqu'ils sont les composants de base dans les circuits photoniques intégrés (figure III -13).

L'altération d'une cellule unique dans le dispositif par élimination ou remplacement d'une rangée des motifs constituant le réseau, induit l'apparition d'un mode localisé ; on crée ainsi un guide qui, s'il est bien conçu, supporte un mode dont la fréquence est comprise dans la bande interdite de la structure photonique. L'intérêt d'une telle structure est en particulier de pouvoir réaliser des structures guidantes à très haut facteur de qualité avec une large bande de fréquence, pour des applications relatives à la création des capteurs et détecteurs optiques dans le domaine optoélectronique [18,19].

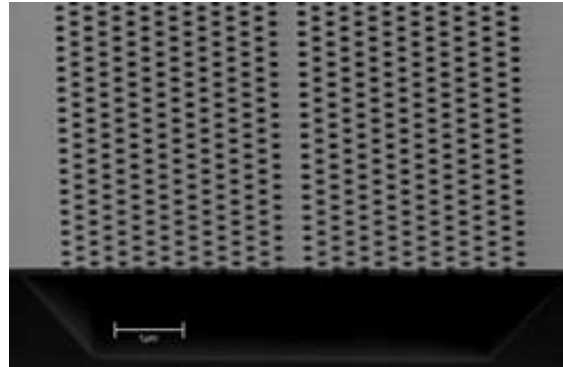


Figure III -13: Image MEB par microscope électronique à balayage d'un guide d'onde linéaire à cristal photonique 2D membranaire [20].

Ces nouveaux dispositifs reproduisent les principes opérationnels des différents composants d'un circuit optique, à cause de l'utilisation des photons comme porteur d'information à la place des électrons.

III-1- Guides d'onde à cristaux photoniques/PCW

L'introduction des états de défaut linéiques pour réaliser des fonctions de guidage est apparue en 1994 par Meade et al, où les études du guidage sont toutefois restées théoriques [21]. Puis en 1999, une première réalisation expérimentale de transmission a été faite dans le domaine des micro-ondes [22] et après en technologie macroporeux dans l'infrarouge [23]. Ainsi il a été possible de réaliser des guides présentant des rayons de courbure de l'ordre de la longueur d'onde avec des transmissions théoriques très proches de l'unité [24, 25]. Ces dispositifs sont des structures prometteuses pour la transmission d'un signal tout optique et l'étude des interactions lumière-matière grâce au régime d'ondes lentes [26]. Donc les structures présentant des défauts étendus (l'omission d'une ou plusieurs rangées de motifs élémentaires) ou en terme plus praticable de défauts linéaires, constituent des guides d'ondes. Ces guides présentent plusieurs particularités, telles que la possibilité d'obtenir : un fort confinement, un faible rayon de courbure, des ondes lentes ou une forte dispersion

chromatique. La structure de base est celle du guide d'onde linéaire W1 dans un cristal photonique 2D (figure III -14).

Les défauts étendus sont très intéressants pour réaliser des guides d'ondes rectilignes, guide courbé à 45° ou à 90°. Parmi les différentes structures de guidage, nous ne présentons dans ce travail que deux applications à base des guides d'ondes à CPhs 2D, qui ont un intérêt dans le domaine optique : les résonateurs et les détecteurs.

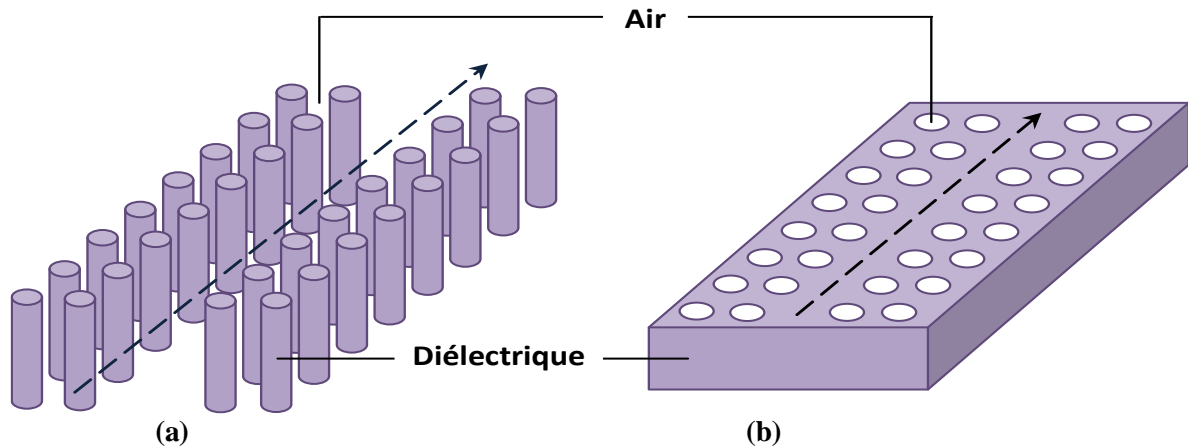


Figure III -14: Guide d'onde linéaire à CPh 2D,
 (a)-Structure déconnectée formée de tiges diélectriques en l'air et
 (b)-Structure connectée formée de trous d'air piégés dans une matrice diélectrique

En fait, les cristaux photoniques 2D constitués de réseaux de trous d'air gravés à travers une matrice diélectrique (figure III -14-(b)), sont généralement préférés aux réseaux de tiges diélectriques déconnectées (figure III -14-(a)), non seulement parce qu'ils permettent d'aboutir à une bande interdite complète, mais aussi et surtout parce que les pertes par diffraction hors du plan de propagation y sont moins importantes. Pour créer un guide optique dans une structure connectée il suffit d'obturer les trous d'une ou plusieurs rangées. Donc la rangée manquante se retrouve avec un indice moyen plus élevé que celui des régions environnantes. On peut donc aboutir à une situation hybride où l'on a simultanément un guidage réfractif et un guidage par bande interdite photonique.

III-1-1- Intérêts du guide à cristal photonique

Les guides à base des cristaux photonique 2D permettent le confinement de l'onde lumineuse dans le plan de périodicité en piégeant celle-ci dans le défaut linéique, où le guidage est assuré par réflexion totale interne. Alors l'intérêt des guides d'ondes à cristaux photoniques par rapport aux guides d'ondes classiques à base de matériaux diélectriques c'est qu'ils présentent :

- ✓ une fonction de guidage optique plus robuste comparée aux guides d'ondes conventionnel, car les lignes d'interconnexion occupent la majeure partie de la surface d'un circuit en silicium ; leur densification intervient au même titre que la réduction de la taille des composants dans l'accroissement des performances du circuit.
- ✓ Une application emblématique des guides relevant du phénomène dit d'onde lente.
- ✓ Des pertes par diffraction hors du plan de propagation moins importantes.
- ✓ Une facilité d'effectuer un grand nombre de guides en parallèle ou en série vu que les motifs du cristal se répètent à l'identique de façon périodique.
- ✓ Des parois du guide à CPh se comportant comme des parois parfaitement réfléchissantes.

III-1-2- Direction cristallographique et symétrie des bords

Du point de vue d'analogie avec la cristallographie des solides, à chaque réseau périodique 2D d'indice optique, on peut associer un réseau réciproque. Dans l'espace réciproque, il existe des directions de plus haute symétrie. Il suffit de décrire le comportement d'une onde se propageant suivant ces directions pour décrire complètement le cristal photonique.

La figure III -15, montre des guides à CPh 2D de réseau triangulaire définis par l'omission de trois rangées de tiges diélectriques selon une direction donnée. Les deux directions possibles sont ΓK et ΓM , on désigne par W_n^K et W_n^M chaque guide dont la direction cristallographique des bords est ΓK et ΓM respectivement, où n est le nombre de rangées manquantes.

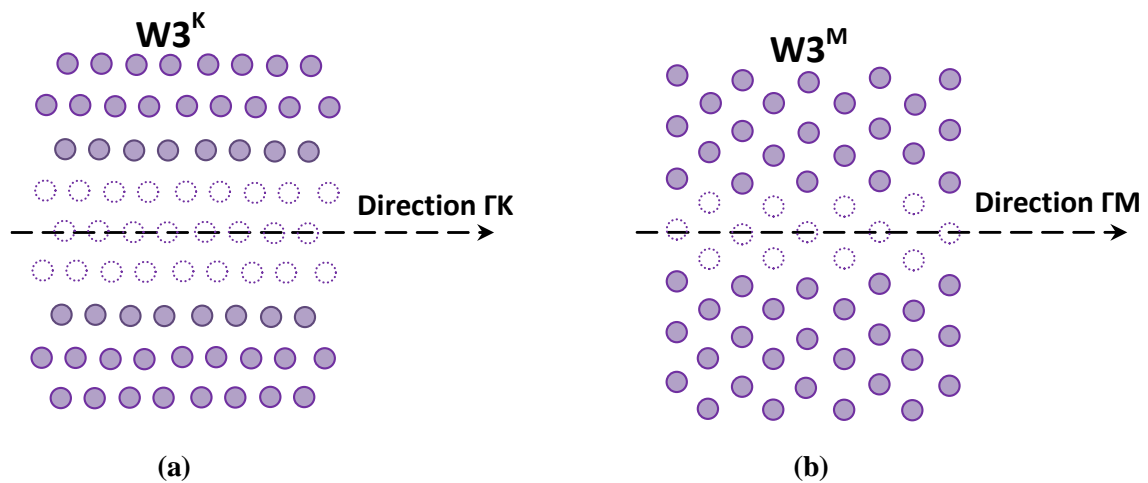


Figure III -15: Géométrie d'un guide à CPh 2D de réseau triangulaire :
 (a)- suivant la direction ΓK .
 (b)- suivant la direction ΓM .

Les trous situés de part et d'autre du guide d'onde linéaire à 2D peuvent être :

- Type A : les trous sont situés en vis-à-vis, et le guide est dit symétrique (Figure III - 16-(a)), on écrit $Wn^K A$.
- Type B : les trous sont décalés d'un nombre demi entier de périodes, donc le guide est dit antisymétrique (Figure III -16-(b)), on écrit $Wn^M B$.

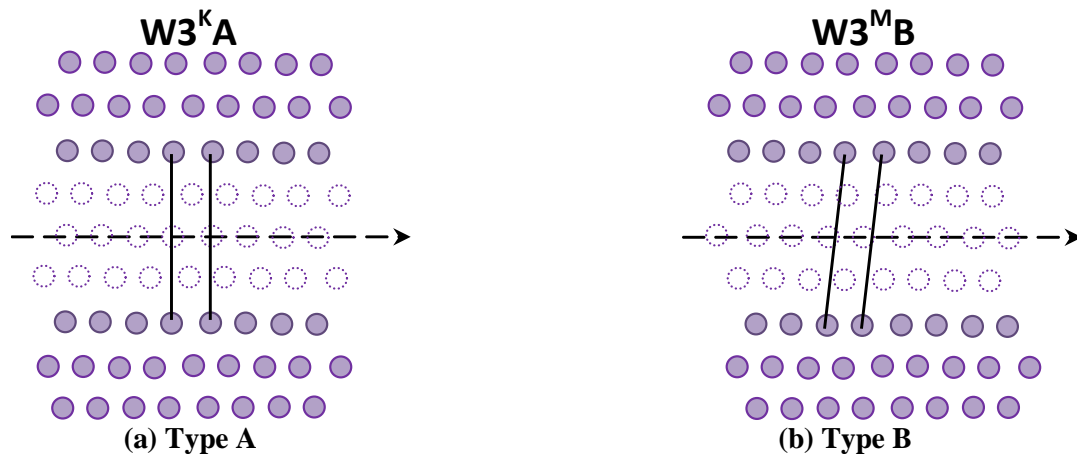


Figure III -16: Symétrie des bords pour une géométrie d'un guide à CPh 2D de réseau triangulaire

III-1-3- Le guidage et les modes guidés

Dans la conception de guidage, on définit la ligne de lumière [27] qui décrit la limite entre les longueurs d'onde qui seront réfléchies à l'interface guidante/couche de confinement (la lumière restera alors dans la couche de guidante) et celles qui seront réfractées (la lumière sortira du cristal). Cela permet d'obtenir deux modes guidés (Figure III -17):

- Les modes situés sous la ligne de lumière sont des modes parfaitement guidés qui restent confinés dans le plan,
- Les modes situés au-dessus de la ligne de lumière perdent de l'énergie dans la troisième direction au cours de leur propagation et peuvent se coupler au continuum des modes rayonnés qui sont des modes totalement délocalisés ou des modes à pertes (ou quasi-guidés).

Dans les guides à cristaux photoniques 2D, le processus de guidage de la lumière est différent de celui des guides d'onde classiques à réfraction puisqu'il repose sur l'existence de la BIP dans le plan. Dans ce cas, les modes sont guidés par le phénomène de bande interdite et

les réflexions multiples sur les motifs du cristal localisent la lumière au niveau de la zone de défaut.

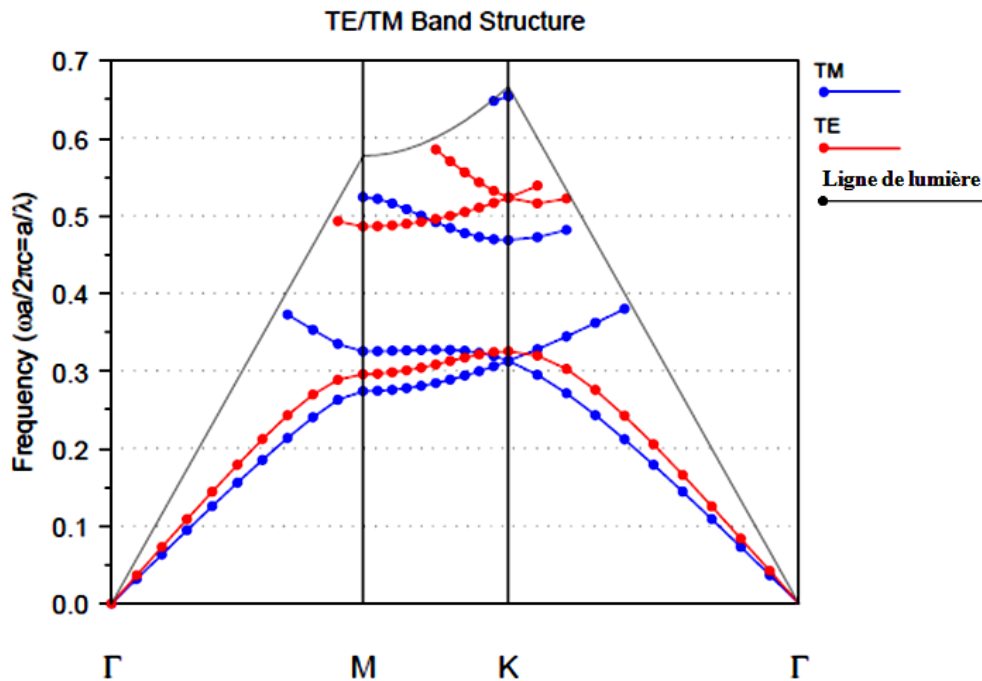


Figure III -17: Diagramme de bandes d'un réseau hexagonal de trous en géométrie guide d'onde sur membrane avec $\epsilon = 11,6$ et $r/a=0,43$, pour une épaisseur de guide de 220nm [28]. La ligne de lumière est indiquée en traits noirs.

Il existe plusieurs paramètres essentiels doit être pris en compte pour assurer le fonctionnement de guidage dans le guide W1 à CPh 2D:

- ♦ La nature de la structure du matériau à BIP utilisée : le guidage dans la structure connectée (l'indice de réfraction du cœur du guide est plus élevé que celui du matériau constituant la gaine photonique), met en jeu des réflexions multiples sur le CPh et les propriétés modales des modes de Bloch seront affectées par la réflexion totale interne. Donc le guidage s'effectuera par effet BIP et par réflexion totale interne pour avoir un guide multi-mode aux longueurs d'onde correspondant aux bandes interdites de la gaine photonique (figure III -18-(a)). Par contre l'onde propagative dans le guide à tiges, où le cœur d'indice de réfraction plus faible que celui des gaines, ne peut pas être de nature réfractive et le guidage s'effectuera par réflexions multiples sur le CPh [29]. Alors le seul mode de guidage opérant dans la structure déconnectée est le guidage par effet BIP et nous avons affaire à un guide monomode (figure III -18-(b)).
- ♦ Polarisation TE ou TM : Dans le mécanisme de guidage apparaissent deux modes guidés dans la direction latérale à la propagation, qui sont le mode pair (symétrique) et le mode

impairs (antisymétrique). On doit tenir compte du fait que les deux groupes de modes sont totalement indépendants et ne peuvent pas se coupler entre eux. Le mode pair c'est le mode fondamental qui correspond à une distribution verticale caractérisée par un champ E majoritairement dans le plan et qui a un comportement très proche d'un mode purement TE. On emploiera donc la polarisation TE/TM pour qualifier les modes pairs/impairs.

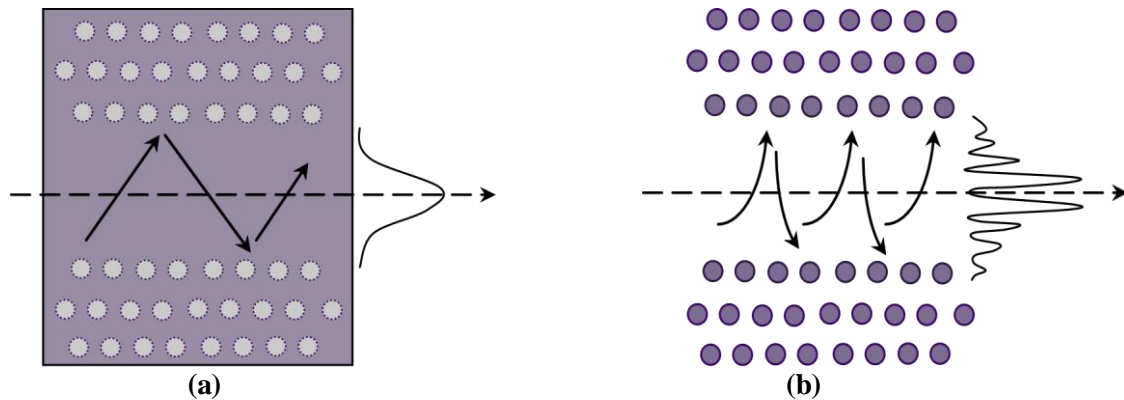


Figure III -18: Propagation et schémas du profil de l'intensité d'un guide d'onde à CPh 2D de réseau triangulaire dans : (a)-le cas où le guidage est réfractif et (b)- le cas où le guidage se fait par BIP

III-1-4- Diagramme de dispersion

La structure linéique d'une rangée de trous selon la direction Γ -K, va introduire deux modes guidés dans la BIP. En projetant la structure de bandes du cristal photonique le long de l'axe Γ -K. On peut visualiser la position des modes induits par le défaut dans la bande interdite. Comme ces modes ne sont définis que dans cet axe, ils peuvent se coupler avec n'importe quel mode du cristal ayant le même vecteur d'onde qu'eux, indépendamment de la valeur du vecteur d'onde transverse. Dans ce cas :

- le vecteur d'onde k se rapproche du bord de la première zone de Brillouin,
- la dispersion des modes augmente en raison du repliement des bandes, jusqu'à former une onde stationnaire au point $k = \frac{\pi}{a}$,
- la lumière est guidée par la BIP, où les interférences destructives empêchent la pénétration de la lumière dans le cristal et où les interférences constructives permettent à la lumière de se propager dans le guide

- la lumière est guidée par l'indice (le contraste d'indice étant suffisant pour guider l'onde) du cœur d'un guide réfractif et confinée dans le guide le long de trous manquants,

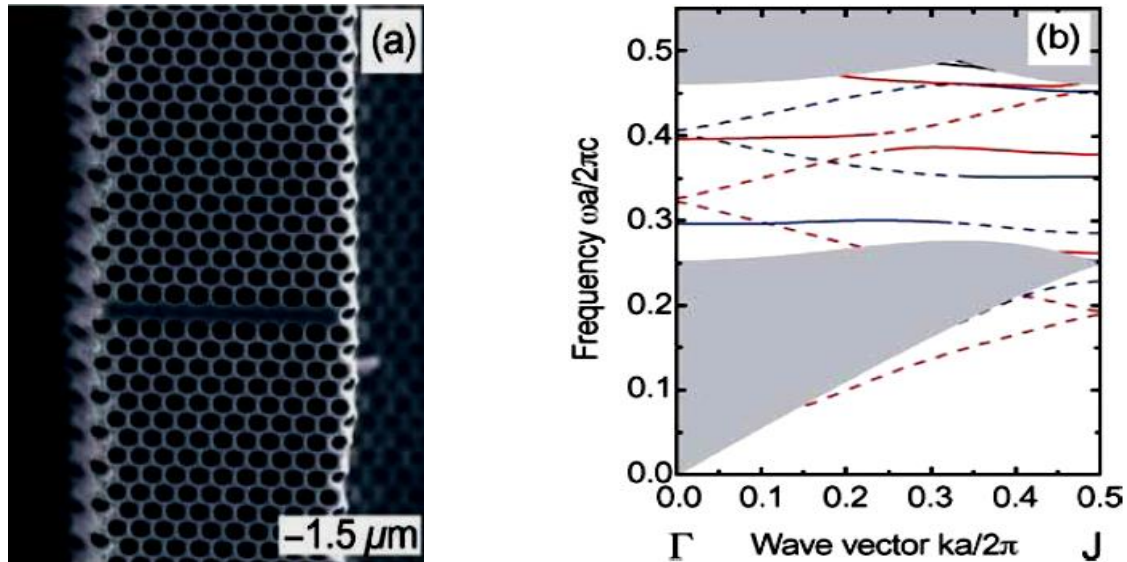


Figure III -19: Guide d'onde à CPh 2D de réseau hexagonale, le cristal photonique est constitué d'un réseau hexagonal de pores d'air dans le silicium avec une constante de réseau de $1,5 \mu\text{m}$ et un rayon relatif de $0,43$. Le défaut linéaire est constitué d'une rangée de trous manquants dans la direction $\Gamma - K$. (a)-image SEM, (b)-structure de bande pour la polarisation TE. Les modes de défaut sont triés en modes guidés par indice (lignes pointillées) et par BIP (lignes pleines) ainsi que dans les modes impairs (lignes rouges) et pairs (lignes bleues) selon la direction latérale à la propagation [30].

Alors le mécanisme de guidage dans ce guide est basé sur le changement de régime de guidage qui est dû à un anti-croisement entre le mode guidé et la bande diélectrique et la dispersion de la lumière est très grande (figure III -19-(b)) et augmente à mesure que l'on s'approche du bord de la première zone de Brillouin, jusqu'à ce que la lumière forme une onde stationnaire. La vitesse de groupe tend alors vers 0. Il en résulte particulièrement l'existence de modes guidés à très faible vitesse de groupe, qui permet théoriquement de ralentir arbitrairement la lumière.

III-1-5- Approches et choix du contraste d'indice

L'utilisation de guides d'ondes à cristaux photonique en optiques guidées pourrait lever des contraintes technologiques tout en restant une solution pour guider la lumière avec une meilleure transmission et avec un très haut facteur de qualité et en particulier, qui s'intègre bien avec les circuits optoélectroniques.

Par ailleurs, un des intérêts majeurs de l'optique découle de la possibilité d'obtenir de grandes capacités de guidage en micro-onde par l'utilisation simultanée de plusieurs longueurs d'ondes comme les multiplexeurs. Les perfectionnements récents des micro/nanotechnologies ont rendu aujourd'hui possible la création de structures ultra-miniatures dans lesquelles se manifestent de nouveaux effets physiques.

Du point de vue de fabrication, l'utilisation de matériaux à fort contraste d'indice de réfraction s'inscrit dans cet objectif, en permettant de réduire de manière rigoureuse la section de guides optiques ($< 1 \mu\text{m}^2$).

Les possibilités de guidage de la lumière à une telle échelle, dans des structures à base de matériaux semi-conducteurs et notamment dans la filière silicium [30], rendent par ailleurs compatible l'intégration de circuits optiques dans des dispositifs microélectroniques. Plusieurs travaux ont été réalisés sur les semi-conducteurs profitant des avancées technologiques en optiques guidées.

III-1-5-1- Membrane suspendue

En 1994, l'idée de graver un cristal photonique dans une mince membrane tenue seulement par ses bords a été introduite, quand les chercheurs ont commencé à exploiter des procédés issus de la fabrication des MOEMS : Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems (qui sont des systèmes de la taille du micron qui comprennent des micro-capteurs, incluant éventuellement des fonctions optiques). En optique guidée, il s'agit de membranes d'épaisseur typique comprise entre 200 et 400 nm et servant idéalement de guide planaire monomode.

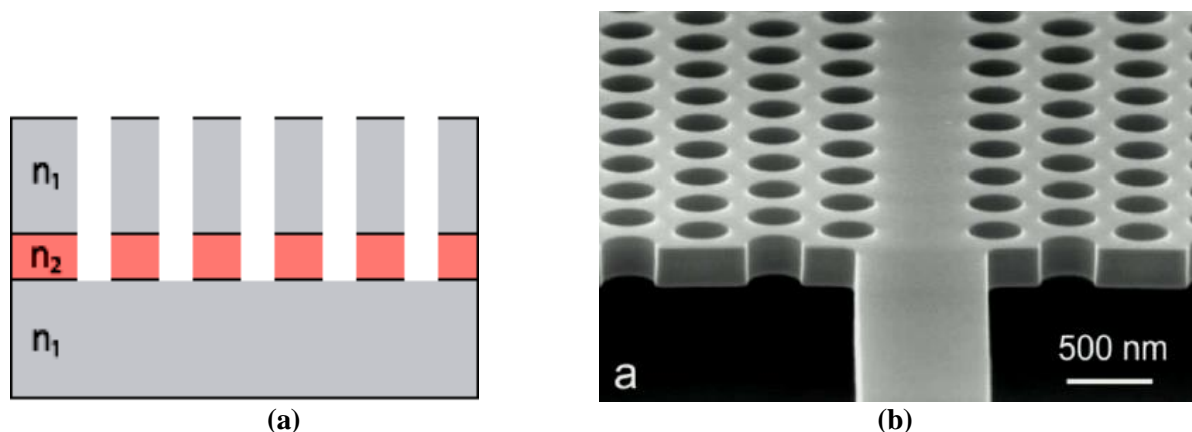


Figure III -20: Structure en approche membrane suspendue

(a)-Géométrie d'un CPh 2D planaire en approche membrane où $n_2 \gg n_1$.

(b)-Image MEB d'un guide d'onde conventionnel connecté à un guide d'onde à CPh dans une membrane de Silicium suspendue dans l'air [35]

Pour assurer un bon confinement vertical, on doit être utiliser un fort contraste d'indice Δn , entre la couche guidante et le milieu environnant. Les confinements à fort Δn sont généralement obtenus à l'aide d'une membrane semi-conductrice de Si (figure III -20), ou de matériaux III-V suspendue dans l'air [31,32], ou bien déposée sur SiO₂ [33] ou sur Al_xO_y [34]. Cette approche membranaire garantit un confinement optique optimal, se traduisant par une forte localisation du champ dans la membrane, assurant en outre, une meilleure interaction lumière-matière. En effet l'intensité du recouvrement entre le champ et le milieu actif est un paramètre clef pour des applications de type micro-sources.

De plus, puisque la membrane n'est pas très épaisse, les contraintes technologiques sont moins exigeantes, rendant possible l'utilisation des techniques de gravure usuelles comme la gravure ionique réactive (RIE): il s'agit de percer des trous peu profonds (de l'ordre de 200 à 300 nm), qui suffisent à assurer un confinement optique efficace avec une contrainte sur le facteur de forme moins importante.

Il faut noter cependant que les membranes suspendues dans l'air sont susceptibles de présenter une faible robustesse mécanique. Elles peuvent en outre souffrir d'une mauvaise dissipation thermique qui peut poser problème pour certaines applications comme les lasers fonctionnant en régime continu. Cette contrainte est l'un des points critiques sur lequel des améliorations sont attendues. Notamment, ces structures sont plus fragiles (membranes suspendues dans l'air) et souffrent d'une mauvaise évacuation thermique qui peut poser des problèmes pour certaines applications comme les lasers.

III-1-5-2- Approche substrat

Si la différence d'indice est faible ($n_2 \approx n_1$), la lumière sera faiblement confinée dans le guide et l'étalement du champ optique au-dessus et en dessous du guide sera important. On parle d'approche substrat. Cette configuration nécessite une gravure profonde et un faible contraste d'indice vertical (figure III -21). Typiquement une membrane semi-conductrice dans un milieu d'indice peu différent ($\Delta n : 0.1, 0.2$), comme dans le cas d'hétéro-structures III-V.

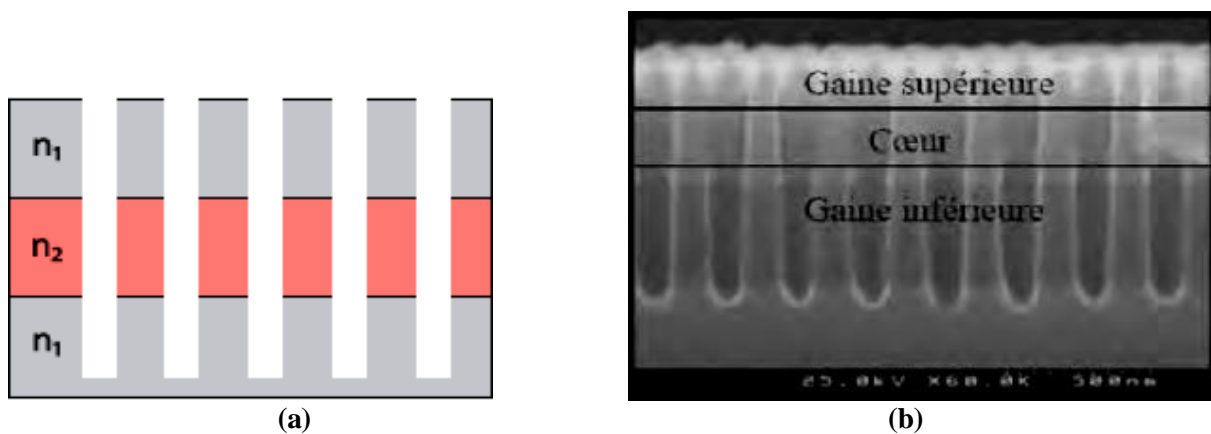


Figure III -21: *Structure en approche substrat*
 (a)-Géométrie d'un CPh 2D planaire en approche substrat où $n_2 > n_1$,
 (b)-Image MEB d'un CPh gravé dans une hétéro-structure [36].

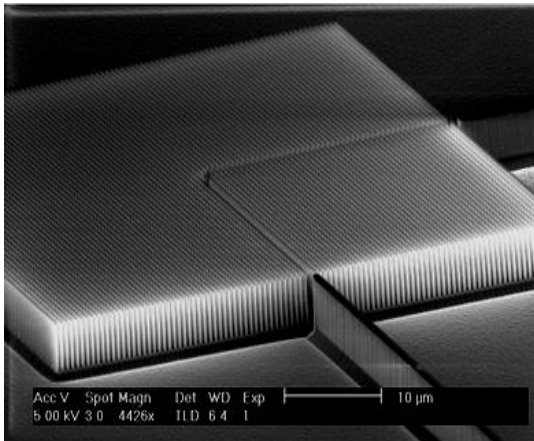
- Le champ s'étendant fortement dans la gaine, le phénomène de bande interdite s'accompagne souvent de couplage avec des modes radiatifs et donc de pertes de lumière dans la direction verticale.

Du fait que la BIP est toujours située dans le cône de lumière, on doit procéder à une gravure totale de la couche guidante et d'une partie de la couche de confinement pour minimiser les pertes verticales car on ne peut s'affranchir des pertes intrinsèques par couplage aux modes radiatifs.

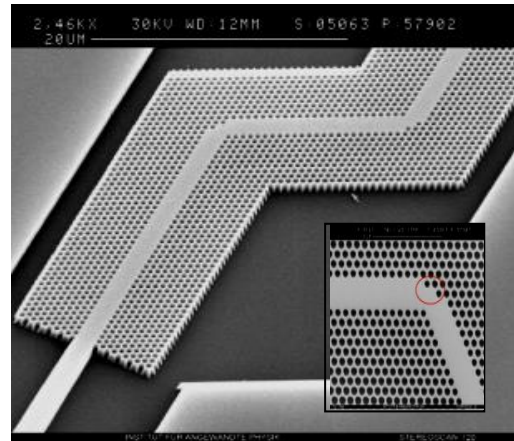
Pratiquement, ce type de gravure pose la difficulté de réalisation et les concepteurs préfèrent de se tourner vers une approche membrane qui nécessite un fort contraste d'indice.

III-2- Guides d'onde courbés

En nanotechnologie, les guides en cristal photonique ont suscité beaucoup d'intérêt de la part des chercheurs et de nombreuses études ont été menées dans ce domaine, notamment les guides courbés (figure III -22).



(a)



(b)

Figure III -22 : Guides d'onde courbés à CPh 2D :

(a)-Image MEB d'un guide courbé à réseau carré de tiges de Silicium [37]

(b)-Image SEM d'un guide d'onde double virage W3 à réseau triangulaire de trous [38]

En 1996, une démonstration numérique de transmission de la lumière autour des angles courbés des guides d'onde à bande interdite photonique a été effectuée. Les simulations numériques révèlent une transmission complète à certaines fréquences et une transmission très élevée de 95% pour des courbes de 90° avec un rayon de courbure nul [39]. En 1999, un processus de fabrication et de réalisation pour des guides courbés à base d'une structure à bande interdite photonique bidimensionnelle en silicium a été développé [40]. La démonstration expérimentale du guidage dans des virages a été réalisée rapidement, mais des problèmes de réflexion et de pertes subsistent (notamment à cause du couplage dans le virage vers des modes à fuites dans le cône de lumière) [41].

Lorsqu'un coude est créé dans le guide d'ondes, il est impossible que la lumière s'échappe (car elle ne peut pas se propager dans le cristal). Le seul problème possible est celui de la réflexion. Cependant, le problème peut être analysé d'une manière similaire à l'effet tunnel à résonance unidimensionnelle en mécanique quantique, et il s'avère possible d'obtenir une transmission à 100%. Dans le cas des virages simples à 60° , les meilleurs résultats mesurés ont été des transmissions d'environ 80 à 90 % pour un guide étroit [42] et de 78 % pour un guide plus large [43].

Dans les guides d'onde à fort contraste sur un diélectrique, le rayonnement augmente de façon exponentielle quand le rayon de courbure diminue et les pertes de rayonnement peuvent être assez faibles. Autrement dit, il semble que l'approche substrat soit plus favorable pour réaliser des virages car la diffraction hors du plan est moins importante du fait du plus faible contraste d'indice vertical.

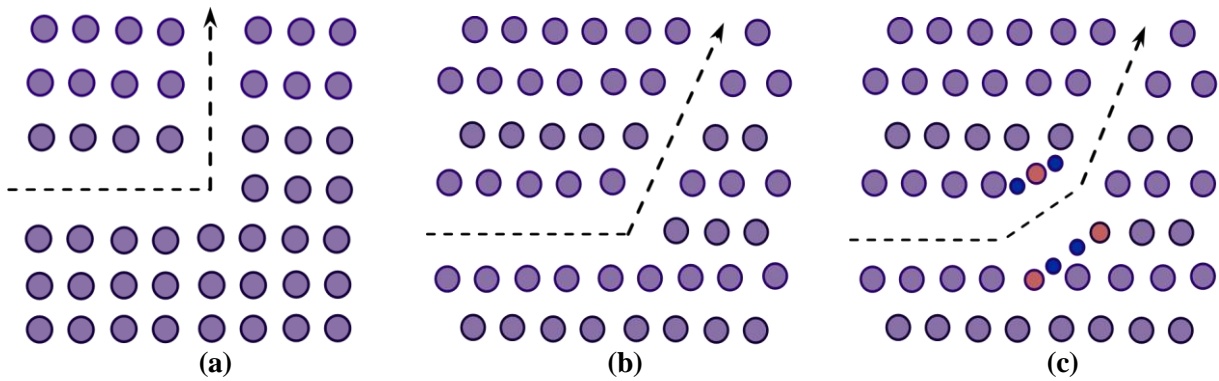


Figure III -23 : Guides d'onde courbé à CPh 2D :
 (a)- Guide à coude de 90° dans un réseau carré de tiges.
 (b) et (c)- Guides à coude de 120° dans un réseau triangulaire de tiges [44].

Il existe de multiples manières de créer des guides courbés à base des cristaux photoniques 2D avec un réseau carré, triangulaire ou bien hexagonale (figure III -23). Ces virages peuvent être réalisés simplement en omettant une rangée des tiges dans les directions de symétrie du cristal. Pour améliorer le mécanisme de guidage et la transmission dans les virages, on modifie la topologie du coude (figure III -23-(c)), d'une façon à augmenter/diminuer en rajoutant/supprimant le rayon des trous/tiges du virage [45]. La structure guidante dans la figure III -23-(b) est constituée de deux bras faisant entre eux un coude de 120° et la lumière tourne sur moins de trois périodes du cristal. Yariv et al., ont proposé un nouveau type de guide d'onde optique, afin d'essayer de limiter les pertes, plus particulièrement dans les virages. Il s'agit de créer une séquence de cavités résonnantes couplées (CROW) à haut facteur de qualité Q [46]. Plus tard, une activité récente autour de ces structures [47], pour réaliser un guide d'onde à large bande passante pour la transmission de signaux à grande vitesse ou un guide d'ondes de vitesse à petits groupes pour tamponner les signaux optiques en fonction de l'application.

D'autre part, un travail important est aussi mené sur des coupleurs par onde évanescente [48] et des jonctions Y à base des structures à bande interdite [49,50], pour minimiser les pertes de l'ordre de la longueur d'onde $1.56\mu\text{m}$.

IV- Structures guidantes à cristaux photoniques

IV-1- Les micro-résonateurs

Nous avons vu plus haut que l'application des défauts ponctuels et linéaires dans les structures périodiques permet d'obtenir des microcavités et des guides d'ondes respectivement. Un résonateur à cristaux photoniques se définit comme une cavité, où dans un but d'intégration sont miniaturisés à l'échelle de quelques micromètres, ce que l'on appelle des micro-résonateurs.

Les premières études sur les micros-résonateurs avec des structures à cristaux photoniques bidimensionnels ont été effectuées en 1997 par Labilloy [51]. La réalisation des micro-résonateurs est obtenue par inclusion des défauts ponctuels dans une structure à BIP où la lumière est confinée par la BIP et l'onde lumineuse est piégée à l'intérieur de la structure de manière à ce qu'elle repasse plusieurs fois sur le même chemin et interfère alors avec elle-même.

Pour certaines applications la stabilité et un faible volume modal sont de première importance et la miniaturisation de ce type de structure se révèle extrêmement compliquée si l'application nécessite une grande finesse et un haut facteur de qualité Q [52]. De nombreux types de résonateurs optiques ont ainsi été imaginés dans les systèmes des télécommunications optiques ou dans l'instrumentation, et utilisés dans diverses applications, telle que le laser (figure III -24).

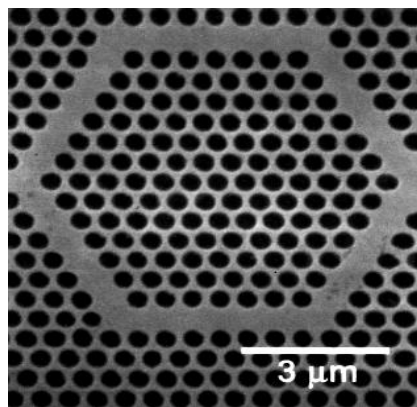


Figure III -24 : Image MEB d'un laser, La cavité en anneau à CPh 2D se compose de six guides d'ondes et six virages à 120° [53].

Pour les applications de biocapteurs [54], les résonateurs en anneau (PCRRs ; Photonic crystals ring resonators) sont les composants les plus couramment utilisés pour concevoir des détecteurs optiques à base de CPhs 2D.

Dans les résonateurs conventionnels en anneau, la lumière se propageant à l'intérieur du résonateur y est confinée par réflexion totale interne: Quand le matériau utilisé présente un contraste d'indice suffisamment élevé avec le milieu environnant le résonateur, la lumière est forcée à faire le tour du résonateur en se réfléchissant à angle rasant chaque fois qu'elle rencontre la paroi [55].

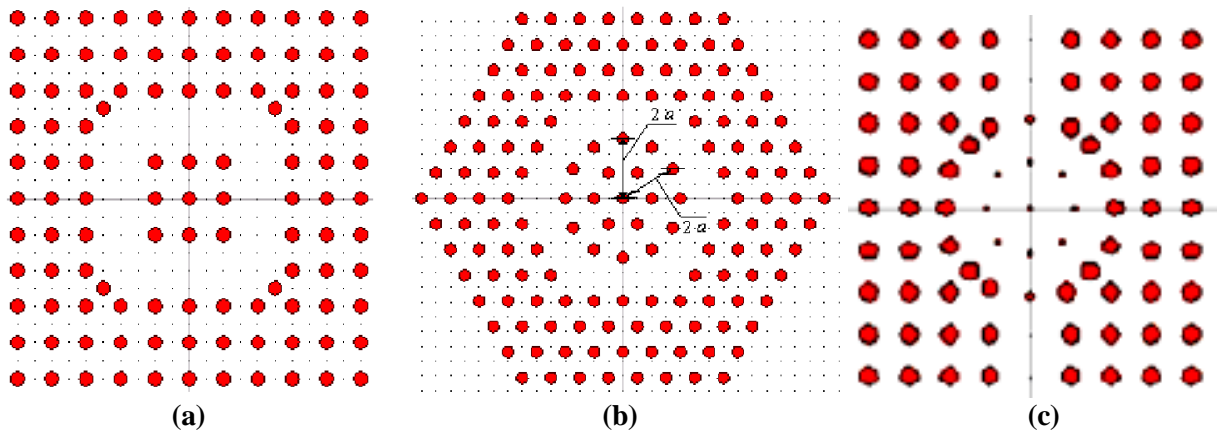


Figure III -25 : Résonateurs en anneaux à CPh 2D:
 (a)-Un anneau quasi-carré dans un réseau carré et
 (b)-Un anneau hexagonal dans un réseau triangulaire [56].
 (c)-Un anneau cercle dans un réseau carré [57]

Par contre, dans les résonateurs en anneaux à cristaux photoniques PCRRs, sur lesquels porte plus particulièrement ce travail, la lumière est confinée par effet de bande interdite photonique. Les PCRRs sont obtenus par la suppression de quelques motifs du cristal photonique suivant une forme annulaire (figure III -25), dans lequel un mode circulant dans l'anneau est excité par une onde qui se propage dans le guide d'onde voisin.

Les performances d'un résonateur sont données par deux nombres caractéristiques :

- ✓ **Le facteur de qualité Q qui rend compte de la finesse de la résonance:** Le facteur de qualité est une grandeur sans unité, qui exprime le confinement modal d'énergie dans un résonateur dans le domaine temporel. Plus la lumière demeure dans le résonateur (avant d'en sortir), plus le facteur de qualité est élevé. Donc le facteur de qualité se définit comme le rapport entre l'énergie stockée E dans le résonateur et la puissance dissipée P à la fréquence de résonance ω_r (équation III.1.a), ou en d'autres termes, le facteur de qualité est proportionnel à la durée de vie τ d'un photon à l'intérieur du résonateur (équation III.1.b) [55]:

$$Q = \omega_r \cdot \frac{E}{P} \quad (\text{III. 1. a})$$

$$Q = \omega_r \cdot \tau \quad (\text{III. 1. b})$$

En point de vue optique, cette expression peut aussi être interprétée sous forme lorentzienne (figure III -26), comme le rapport entre la longueur d'onde centrale de

résonance λ_r et de sa largeur à mi-hauteur du pic $\Delta\lambda$ (FWHM : Full Width at Half Maximum):

$$Q = \frac{\lambda_r}{\Delta\lambda} = \frac{\omega_r}{\Delta\omega} \quad (\text{III. 2})$$

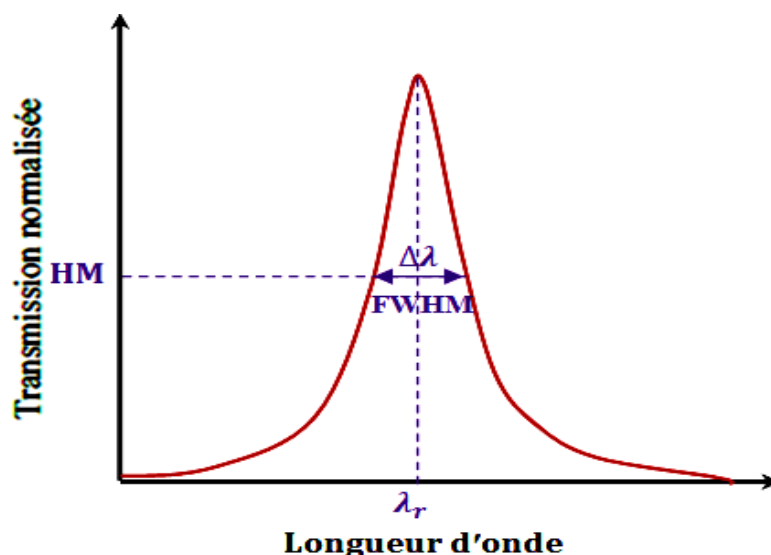


Figure III -26 : Réponse spectrale d'un résonateur en anneau

est inversement proportionnel au FWHM, ce qui implique qu'une résonance étroite dans le domaine fréquentiel correspond à un résonateur à faibles pertes.

✓ **Le volume modal V du confinement spatial du mode:**

Le volume modal V correspond au volume qu'occupe l'énergie électromagnétique dans un résonateur et qui s'exprime par la relation suivant [58]:

$$\int \varepsilon |E|^2 dV = \int \mu |H|^2 dV \quad (\text{III. 3})$$

Donc un facteur de mérite essentiel pour tous les micro-résonateurs est le rapport Q/Vm qui quantifie la 'force' de l'interaction lumière-matière dans lequel, il est nécessaire de réaliser des dispositifs à CPhs ayant à la fois un facteur de qualité Q élevé et un volume modal V petit.

IV-2- Les diviseurs de puissance et les jonctions T

L'avantage le plus important des guides d'ondes à CPh par rapport aux guides conventionnels est que les modes sont capables de se propager même dans les structures courbées à 90° . Une autre propriété bénéfique de ces guides d'ondes est qu'ils peuvent posséder des branches en entrée divisant la puissance lumineuse incidente en deux guides

d'onde de sortie et formant des diviseurs de puissance qui sont utilisés dans de nombreuses applications telles que les portes logiques tout-optique [59] et les Switchs optiques [60]. Ces articles se concentrent principalement sur les diviseurs de puissance à CPh 2D et les configurations susceptibles d'améliorer l'efficacité de ces dispositifs.

Le diviseur de puissance permet donc de séparer et de distribuer simultanément la lumière dans les différentes parties de la structure. Un diviseur à cristaux photoniques peut produire une rangée à une dimension de faisceau (1xN) ou une matrice à deux dimensions de faisceau (MXN), selon le modèle diffractif sur l'élément, donc la structure de jonction en forme de T à une dimension de faisceau (1x2).

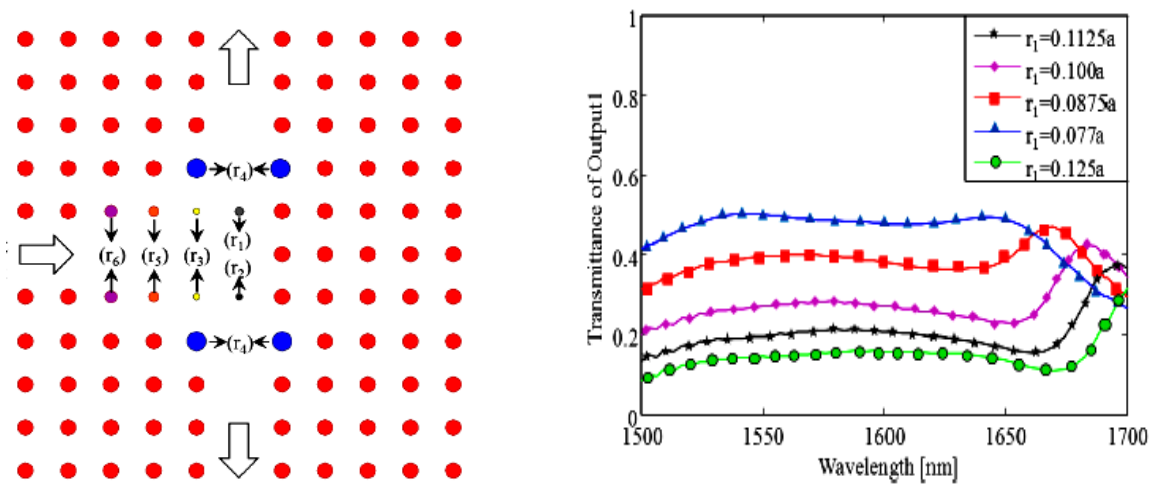


Figure III -27 : Diviseur de puissance à CPh 2D [62]

- (a)- Structure de réseau carrée en forme T avec une seule entrée et deux sorties
 (b)- Spectre de transmission de la puissance de sortie en fonction de longueur d'onde

Des diviseurs de puissance à cristal photonique de différentes configurations ont été étudiés dans la littérature [61]. Dans la figure III -27, un séparateur à jonction T a été proposé pour transmettre la lumière incidente à la longueur d'onde de 1550 nm avec une large bande interdite de 51 nm et une réflexion de moins de 10%. Un des avantages des topologies présentées est que le partage de puissance dirigé vers chaque port de sortie peut être déterminé en modifiant les rayons de certaines tiges et de certains trous spécifiés dans leurs structures.

Cette modification fournit une bande passante beaucoup plus large et une fonction de rapport de puissance plus linéaire. Dans notre propre structure, nous avons l'intention d'optimiser la distribution du champ de sortie avec une plus grande planéité du spectre de

transmission. Pour que le simulateur calcule l'énergie de sortie dans chaque port et pour que la transmission spectrale atteigne 100%, certains rayons des tiges de guide seront optimisés. Dans le chapitre suivant nous interpréterons en détail les résultats de cette modélisation à l'aide de *Rsoft-simulator*, en utilisant les structures guidantes à cristaux photoniques bidimensionnelles.

V- Conclusion

Les structures périodiques artificielles, appelées aussi structure à bande interdite photonique, particulièrement les structures à deux dimensions, apparaissent alors comme des candidats prometteurs pour la conception de solutions performantes et compactes pour l'émission de la lumière, le guidage, le diviseur de puissance....etc. Ces matériaux aussi représentent une plate-forme extrêmement intéressante pour l'optique intégrée et exigent le contrôle des modes propagatifs dans les structures à défauts.

L'utilisation de mécanisme de guidage dans les guides d'onde à cristaux photoniques, en tenant compte de leurs caractéristiques optiques rend ces structures très prometteuses pour réaliser des dispositifs guidants compacts et originaux et ouvre la voie à une intégration dans des circuits purement optiques.

Dans ce chapitre nous avons étudié les différents défauts et les guides d'onde à cristaux photoniques bidimensionnels : linéaires et courbés. Nous avons ensuite présenté des dispositifs en géométrie guide d'onde à CPhs 2D, comme les résonateurs et les diviseurs de puissance avec leur type de jonction T. Dans la suite de ce manuscrit, nous allons exposer les résultats de simulations concernant les structures guidantes objets de notre étude tel que les diviseurs de puissance.

Références bibliographiques

- [1] J. D. Joannopoulos, R.D.Meade and J.N.Winn, “Photonic crystals: Modeling.the flow of light”, Princeton University Press, Princeton 1995.
- [2] F.L. Hsiao and C. Lee, “Novel biosensor based on photonic crystal nano-ring resonator”, *Procedia Chemistry I*, Elsevier, p: 417– 420, 2009.
- [3] T. Sreenivasulu, V. Rao Kolli, T. R. Yadunath1, T. Badrinarayana, Amaresh Sahu, Gopalkrishna Hegde, S. Mohan and T. Srinivas, “Photonic crystal-based force sensor to measure sub-micro newton forces over a wide range”, *Current science*, Vol. 110, p: 25, 2016.
- [4] D. R. Smith, S. Schultz, N. Kroll, M. Sigalas, K. M. Ho; and M. Soukoulis, “Expermental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band-gap cavity”, *Appl. Phy. Lett*, Vol. 65, 1994.
- [5] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung,” Photonic band structure: The face-centered- cubic case employing non-spherical atoms”, *Physical Review Letters*, Vol. 67, p: 2295-2298, 1991.
- [6] F. Gadot, “Modélisation et caractérisation expérimentale de matériaux à bandes interdites photoniques (BIP) en micro-Ondes”, thèse de doctorat, Université de Paris sud, 1999.
- [7] K. Sakoda, “Optical Properties of Photonic Crystals”, Springer, Berlin, Springer Series in Optical Sciences, ed., Vol. 80, 2001.
- [8] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. Ho, “Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient”, *Physical Review Letters. B*, Vol. 48, p: 14121, 1993.
- [9] R.D. Meade, K. D. Brommer, A.M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, “Photonic bound states in periodic dielectric materials”, *Physical Review Letters. B*, Vol. 44, p: 13772-13774, 1991.
- [10] D. Bernier, “Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde”, Thèse de Doctorat No. 8997, Université Paris Sud XI, Orsay, 2008.
- [11] C.YangLiu, “Electro-optical modulation in two-dimensional photonic crystal linear waveguides”, *Physica E: Low-dimensional systems and nanostructures*, Vol. 46, p: 177-181, 2012.
- [12] S. Mookherjea, A. Yariv, “Coupled resonator optical waveguides”, *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, Vol. 8, p: 448- 456, 2002.
- [13] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. Ho, “Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient”, *Phys. Rev. B*, Vol. 48, p: 14121-14126, 1993.
- [14] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O’Brien, P. D. Dapkus et I. Kim, “Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser”. *Science*, Vol. 284, p: 1819-1821, 1999.
- [15] L. OYHENART, “Modélisation, réalisation et caractérisation de cristaux photoniques tridimensionnels en vue d’applications à la compatibilité électromagnétique”, thèse Doctorat, Université Bordeaux, 2005.
- [16] M. L. Povinelli, Steven G. Johnson, Shanhui Fan, and J. D. Joannopoulos, “Emulation of two-dimensional photonic crystal defect modes in a photonic crystal with a three-dimensional photonic band gap”, *Physical Review B*, Vol. 64, p: 075-313, 2001.
- [17] P. Sun , J. D. Williams, “Metallic Spiral Three-Dimensional Photonic Crystal with a Full Band Gap at Optical Communication Wavelengths”, *IEEE Photonics Journal* , Vol. 4, p: 1155-1162, 2012.
- [18] A. Harhouz, A. Hocini, “Design of high-sensitive biosensor based on cavity-waveguides

- coupling in 2D photonic crystal”, *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, Vol. 29, p: 659-667, 2015.
- [19] M. Zahravi, M. Zahravi, H. Alipour-Banaei, “All-Optical switching in ultrashort photonic crystal couplers modified Y-branch structure”, *Journal of Optical Communications*, Vol 36, 2015.
- [20] Nielsen. H T, P. Lodahl, “Quantum Electrodynamics in Photonic Crystal Waveguides”, *Quantum photonics*, Technical University of Denmark (DTU), Kgs. Lyngby, Denmark, 2011.
- [21] P. R. Villeneuve, S. Fan, S. G. Johnson, and J. D. Joannopoulos, “Three-dimensional photon confinement in photonic crystals of low-dimensional periodicity”, *Proc. Inst. Elec. Eng. ptoelectron* , Vol. 145, p: 384-390, 1998.
- [22] Temelkuran, Ozbay.E, “Experimental demonstration of photonic crystal based waveguides”, *Applied physics letters*, Vol. 74, p: 486-488, 1999.
- [23] Leonard, S.W., Vandriel, M.H., Birner, A., Gosele, U., Villeneuve, P.R.,”Single-mode transmission in two-dimensional macroporous silicon photonic crystal waveguides”, *Optics letters*, Vol. 25, p: 1550-1552, 2000.
- [24] A. Mekis, J. C. Chen, I.Kurland, S.Fan, P. R. Villeneuve , J. D. Joannopoulos, “High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides”. *Physical review letters*, Vol. 77, p: 3787-3790, 1996.
- [25] M. Lončar, Theodor Doll, J, Vučković, and A. Scherer, “Design and fabrication of silicon photonic crystal optical waveguides”, *Journal of Light-wave Technology*, Vol. 18, 2000.
- [26] T. Krauss, “Slow light in photonic crystal waveguides”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 40, 2007.
- [27] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos et L. A. Kolodziejski, “Guided modes in photonic crystal slabs”, *Phys. Rev. B*, vol 60, n° 8, p. 5751–5758, 1999
- [28] N. Delphine, “Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI, thèse de doctorat”, *Institut national des sciences appliquées de Lyon*, N° :06 ISAL0090, 2006.
- [29] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gérard, D. Maystre, et A. chelnokov, “Les cristaux photoniques ou « la lumière en cage”. *GET et Lavoisier*, Paris, 2003.
- [30] C. Jamois, R.B. Wehrspohn, L.C. Andreani, C. Hermann, O. Hess, U. Gösele, “Silicon-based two-dimensional photonic crystal waveguides”, *Photonics and Nanostructures, Fundamentals and Applications*, p: 1569-4410, 2003.
- [31] O. Painter, J. Vuckovic, and A. Scherer, “Defect modes of a two dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab”, *Journal. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 16, p: 275, 1999.
- [32] O Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O’Brien, P. D. Dapkus, I. Kim, “Two dimensional photonic band gap defect mode laser”, *Science* Vol. 284, p: 1819-1821, 1999.
- [33] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, G. Hollinger, E. Jalaguier, S. Pocas and B. Aspar, “ InP 2D photonic crystal microlasers on silicon wafer:room temperature operation at 1.55 μm ”, *Electron. Lett.* Vol. 37, p: 764, 2001.
- [34] J-K. Hwang, H-Y. Ryu, D-S. Song, I-Y. Han, H-W. Song, H-K. Park, Y-H. Lee, “Room temperature triangular lattice two-dimensional photonic band gap lasers operating at 1.54 μm ”, *Physical Review Letters*, Vol. 76, p: 2982, 2000.
- [35] S. McNab, N. Moll, Y. Vlassov, “Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides”, *Opt. Express*, Vol. 11, p: 2927, 2003.
- [36] B. Wild, “Etude expérimentale des Propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité, Thèse de doctorat n°3573, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [37] M. J. Madou, “Fundamentals of microfabrication and nanotechnology, Solid-state physics,fluidics, and analytical techniques in micro-and nanotechnology”, third edition, Vol I,

- , Press CRC, Taylor & Francis Group, 2011.
- [38] M. Augustin, H.-J. Fuchs, D. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel, and F. Lederer, "Highly efficient waveguide bends in photonic crystal with a low in-plane index contrast", *Optics Express*, Vol. 11, p: 3284-3289, 2003.
 - [39] Attila Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, Shanhui Fan, Pierre R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, "High Transmission through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides", *Physical Review Letters*, Vol. 77, p: 3787, 1996.
 - [40] T. Zijlstra and E. van der Drift, M. J. A. de Dood, E. Snoeks, and A. Polman, "Fabrication of two-dimensional photonic crystal waveguides for 1.5mm in silicon by deep anisotropic dry etching", *Microelectronics and Nanometer Structures, J. Vac. Sci. Technol. B*, Vol. 17, p: 2734-2739, 1999.
 - [41] T. Baba, N. Fukaya et J. Yonekura, Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends, *Electronics Letters*, Vol. 35, p: 654, 1999.
 - [42] E. Chow, S. Y. Lin, J. R. Wendt, S. G. Johnson et J. D. Joannopoulos, "Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ wavelength", *Optics Letters*, Vol. 26, p: 286, 2001.
 - [43] Y. Sugimoto, N. Ikeda, N. Carlsson, K. Asakawa, N. Kawai et K. Inoue, "Experimental verification of guided modes in 60°-bent defect waveguides in AlGaAs-based air-bridge-type two-dimensional photonic crystal slabs", *Journal of Applied Physics*, Vol. 91, p: 3477, 2002.
 - [44] Murtaza Askari, B. Momeni, A. Adibi, "Systematic Design of Wide-Bandwidth Photonic Crystal Waveguide Bends With High Transmission and Low Dispersion", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 28, p: 1707-1713, 2010.
 - [45] J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch et U. Oesterle, "Enhanced transmission through photonic-crystal-based waveguides by bend engineering", *Applied Physics Letters*, Vol. 79, p: 3579, 2002.
 - [46] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee et A. Scherer, "Coupled-resonator optical waveguide: A proposal and analysis", *Optics Letters*, Vol. 24, p: 711, 1999.
 - [47] N. Matsuda, H. Takesue, W. J. Munro, E. Kuramochi and M. Notomi, "Photonic quantum information devices using coupled-resonator optical waveguides", *NTT Technical Review*, Vol. 12, 2014.
 - [48] M. Tokushima et H. Yamada, "Photonic crystal line defect waveguide directional coupler", *Electronics Letters*, Vol. 37, p: 1454, 2001.
 - [49] Y. Sugimoto, N. Ikeda, N. Carlsson, K. Asakawa, N. Kawai et K. Inoue, "AlGaAs-based two-dimensional photonic crystal slab with defect waveguides for planar light wave circuit applications", *IEEE Journal of Quantum Electronics* 38, p. 760, 2002.
 - [50] M. Mahfuzur Rahman, H. Mamun, S. Ullah, "Design of a Low-Loss Y-Splitter for Optical Telecommunication using a 2D Photonics Crystal", *International Journal of Computer Applications*, Vol. 60, p: 0975-8887, 2012.
 - [51] D. Labilloy, H. Bénisty, C. Weisbush, T. F. Krauss, V. Bardinal et U. Osterle, "Demonstration of cavity mode between two-dimensional-crystal mirrors", *Elect. Lett*, Vol. 33, p: 1978, 1997.
 - [52] Zexuan Qiang, Weidong Zhou, Richard A. Soref, "Optical add-drop filters based on photonic crystal ring resonators", *Optics Express*, Vol. 15, 2007.
 - [53] S. Kim, H. Ryu, H. Park, G. Kim, Y. Choi, Y. Lee and J. Kim, "Two-dimensional photonic crystal hexagonal waveguide ring laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 81, 2002.
 - [54] T. Suganya and S. Robinson, "Design of 2D photonic crystal based force sensor using paralleloid ring resonator", *Journal on Microelectronics*, Vol. 03, 2017.
 - [55] R. Bendjelloul, "Etude et caractérisation de circuits photoniques à base de cristaux photoniques de micro piliers : Application aux filtres à base de résonateurs", thèse de Doctorat,

Université de frères Mentouri, Constantine 2017.

- [56] Y. Zheng, S. Li, J. Kang, “Two-dimensional photonic crystal channel filter based on ring resonator”, Symposium on Photonics and Optoelectronics, 2009.
- [57] S. Robinson and N. Dhanlaksmi, “Photonic crystal based biosensor for the detection of glucose concentration in urine”, Photonic Sensors, Vol. 7, 2017
- [58] J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C. Kimerling, Henry I. Smith, E. P. Ippen, “Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides”, NATURE, Vol. 390, 1997.
- [59] E. Shaik, N. Rangaswamy, “Investigation on PhC based T-shaped Waveguide as All-Optical XOR, NOT, OR and AND Logic Gates”, IEEE, 2017.
- [60] H. Z. Wang, Weimin Zhou, J. P. Zheng, “A 2D rods-in-air square-lattice photonic crystal optical switch”, Journal of OptiK, Light Electron Opt, Vol. 28, p: 1707-1713, 2010.
- [61] M. Masruf Khan, “Nano structure based power splitter design by using 2D photonic crystals”, Journal of Modern Science and Technology”, Vol. 1, p: 176-187, 2013.
- [62] M. Danaie, R. Nasirifar, A. Dideban, “Design of adjustable T-shaped and Y-shaped photonic crystal power splitters for TM and TE polarizations”, Turk J Elec Eng & Comp Sci, Vol. 25, p: 4398-4408, 2017.

CHAPITRE V

Résultats et

Interprétation

I- Introduction

Les cristaux photoniques bidimensionnels représentent l'élément de base pour réaliser des composants à effet périodique en configuration guidée. Ces composants sont fondamentaux pour un bon fonctionnement des dispositifs pour les télécommunications, et notamment ceux qui sont basés sur des réseaux à guide d'onde optique.

Dans ce chapitre, nous allons présenter une description détaillée du logiciel de simulation Rsoft-CAD avec ses modules de simulation BondSolve et FullWAVE que nous avons utilisé dans notre travail pour la modélisation des structures en géométrie guide d'onde. L'un est développé pour obtenir la bande interdite photonique et l'autre pour contrôler le spectre de transmission et la propagation du champ électromagnétique dans les structures périodiques.

De point de vue de simulation, nous allons utiliser d'une manière générale les deux techniques numériques de simulation FDTD et PWE pour la modélisation des structures à bande interdite photonique à deux dimensions.

Dans notre travail, nous allons faire une modélisation sur les différentes structures de guidage en utilisant l'optimisation géométrique des paramètres structurels tels que le rayon des tiges diélectriques, le paramètre de maille du réseau cristallographie,.....etc.

Nous allons nous intéresser particulièrement à la mise en forme de diviseur de puissance à base d'un cristal photonique bidimensionnel. Une topologie d'optimisation sera effectuée avec une structure en forme T pour améliorer les performances spectrales de la puissance de sortie par le contrôle de leurs propriétés du guidage.

II- Simulateur RSoft- CAD Suite

II-1- Présentation de RSoft- CAD

II-1-1- Définition

Le recours à la simulation numérique nous offre la possibilité de concevoir sur le simulateur notre modèle de modélisation, d'intégrer toutes les caractéristiques techniques que nous avons apporté et de regarder le comportement de notre dispositif en fonction des valeurs que nous entrerons.

Le RSoft CAD est le programme de base de la suite « RSoft Photonic Suite». De point de vue académique, il permet aux chercheurs et aux ingénieurs de créer des systèmes pour la conception des dispositifs à guide d'onde photonique, des circuits optiques et de concevoir la planification des réseaux optiques [1,2].

Le logiciel est utilisé par les concepteurs pour réduire les coûts de création d'un prototype physique, pour évaluer les risques de conception et pour aider à la découverte de nouveaux produits. Ces avantages clés permettent un processus de conception plus rapide et d'améliorer le *temps de mise sur le marché*. Des objets fondamentaux tels que des dispositifs guides d'ondes rectilignes, coniques et à branches en Y peuvent être facilement sélectionnés à partir de la barre d'outil et ajoutés graphiquement au circuit. En plus, le CAD permet également la création de composants personnalisés en utilisant des équations mathématiques ou des fichiers des données. Dans le logiciel RSoft CAD, il existe plusieurs modules intégrés, chaque module assure une fonction bien précise telle que :

- **BeamPROP:** Simulation des guides d'ondes et des applications des fibres optiques
- **FullWAVE :** Assure la modélisation et la visualisation des champs propagés dans les structures.
- **GratingMOD:** Simulation des réseaux optiques et des réseaux de Bragg de fibre.
- **DiffRACTMO:** Simulation des réseaux diffractifs et des réseaux de surface semiconducteur
- **BandSOLVE:** Simulation de la bande interdite et les applications optiques et nanotechnologies.

Ce dernier permet la modélisation de la bande interdite dans les structures périodiques photoniques. La BandSOLVE est très efficace dans l'étude des structures 2D [3], en tenant compte les propriétés matérielles et la géométrie structurelle du dispositif photonique.

II-1-2- Fenêtre principale de simulation RSoft-CAD

La figure IV -1 montre la fenêtre principale du simulateur RSoft- CAD. Dans cette fenêtre, on trouve :

- Une barre de menu en haut de la fenêtre : Les menus permettent d'accéder aux différentes opérations de fichiers et d'édition standard telles que l'ouverture, l'enregistrement des fichiers d'index, couper et coller des composants de guide d'ondes dans un circuit.
- Une barre d'outils avec des icônes juste en dessous : elle contient des icônes pour ces opérations sur les fichiers et l'édition standard, ainsi que d'autres fonctions communes.
- Une ligne d'état au bas de la fenêtre.
- La barre d'outils à gauche contient des icônes pour les opérations de CAD standard tels que la sélection et le zoom, ainsi que des icônes pour choisir les différents composants de guide d'onde qui peuvent être ajoutés au circuit.

- Des icônes supplémentaires contrôlent la simulation et les aspects connexes du programme.

Le simulateur RSoft-CAD offre plusieurs choix de différentes formes de cellules à utiliser dans les structures 2D, qui sont : cellule carré, circulaire, hexagonal et elliptique. Pour les structures 3D sont : cellule cube, hexagonal prisme, sphérique et cylindrique.

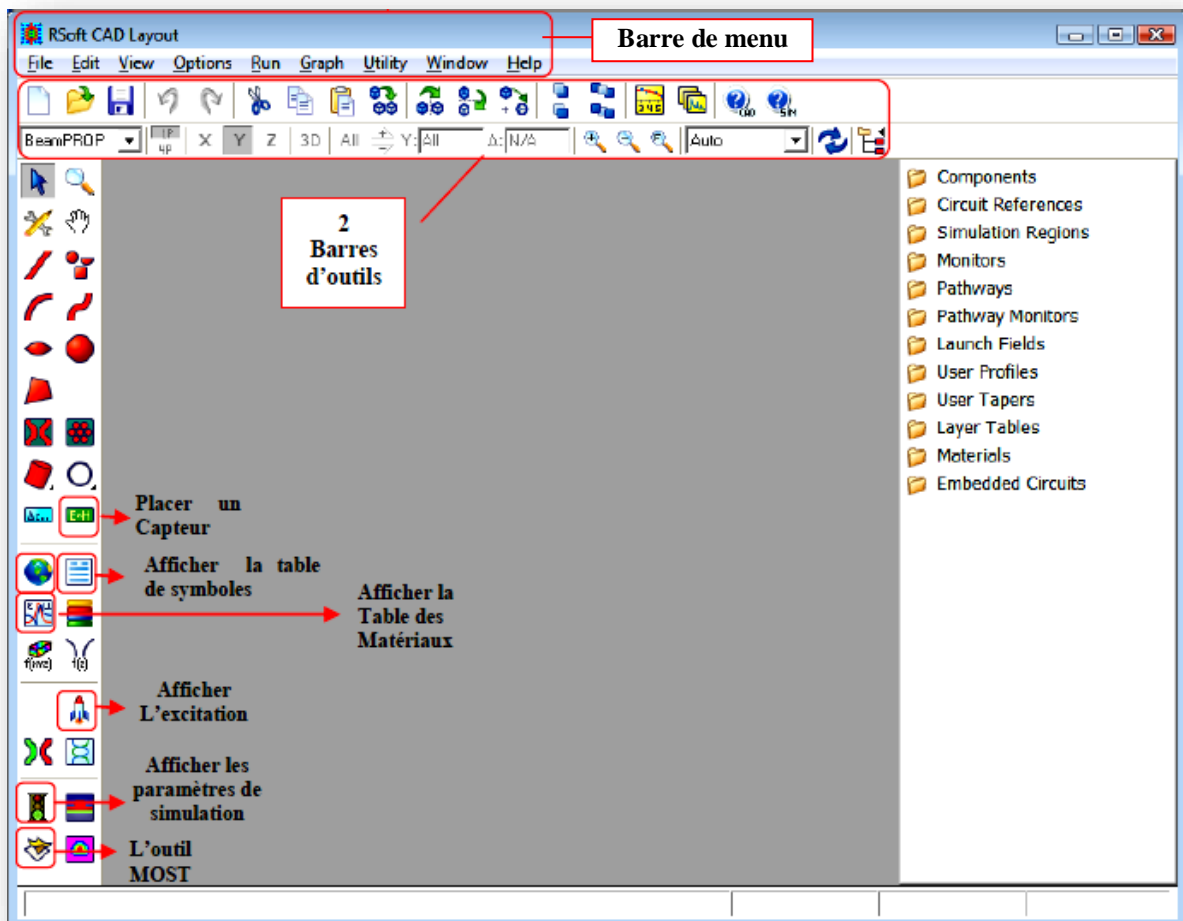


Figure IV -1: Fenêtre principale du simulateur RSoft- CAD

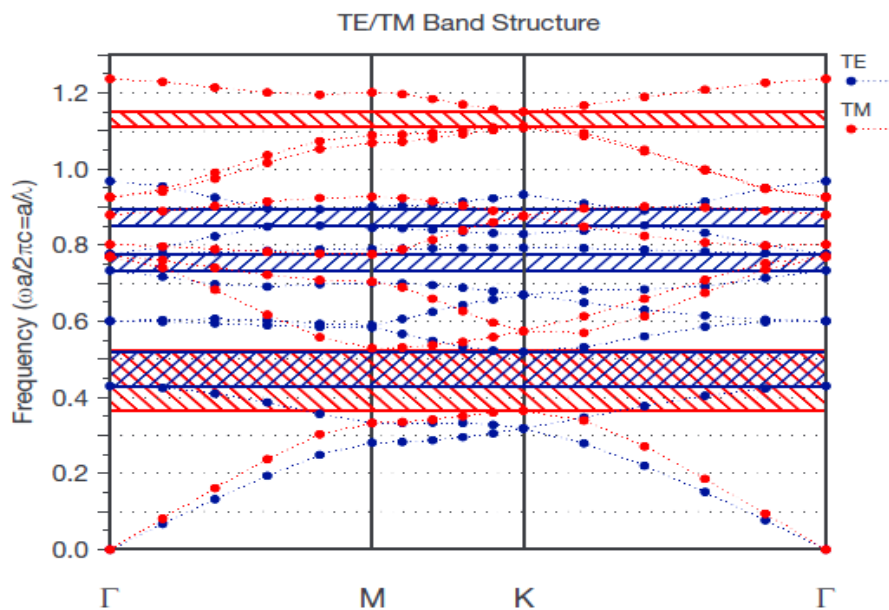
II-2- Présentation du module BandSOLVE

BandSOLVE est le premier outil de conception disponible dans le commerce pour automatiser et simplifier la modélisation et le calcul des structures de bandes interdites photoniques (BIPs) pour tous les dispositifs à cristaux photoniques. Ce module de simulation est basé sur une implémentation optimisée et avancée de la technique de la décomposition en ondes planes. Il utilise l'algorithme PWE pour effectuer des calculs de bande et fournit également un affichage graphique des champs électromagnétiques et d'autres grandeurs d'intérêt pour une analyse plus approfondie (figure IV -2).

BandSOLVE est idéal pour la réalisation des structures à bande interdite photoniques telles que les guides d'ondes à cristaux photoniques 2D et 3D, les structures de fibres à PhsC, structures métalliques et anisotropes, qui sont particulièrement difficiles pour d'autres techniques de simulation.

BandSOLVE est conçu pour fonctionner avec les autres outils de simulation photonique de RSoft, y compris BeamPROP et FullWAVE.

BandSOLVE est particulièrement utile pour l'optimisation des propriétés de structure à BIP qui sont ensuite simulées dans le module FullWAVE, d'examiner les caractéristiques dépendant du temps telles que les pertes dans les guides d'ondes et le couplage.



II- **Figure IV -2 :** *Structure de Bande interdite photonique d'un cristal photonique 2D à réseau hexagonal [4].*

e est l'endroit où les paramètres requis pour une simulation numérique peuvent être saisis, et contrôle également d'autres aspects importants de la simulation.

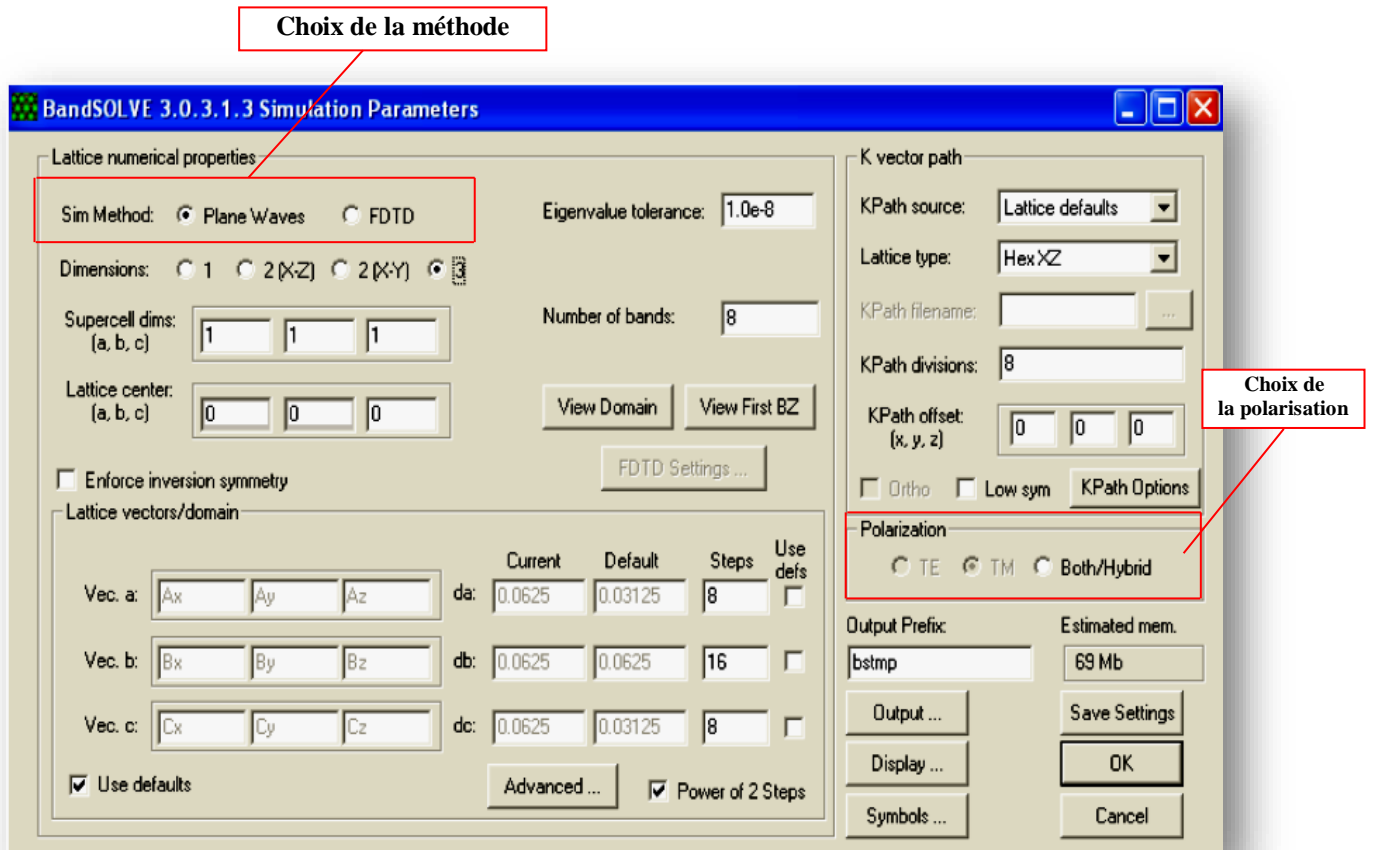


Figure IV -3 : Fenêtre principale des paramètres de simulation BandSOLVE

II-2-2- Modes de polarisation

Les problèmes des cristaux photoniques bidimensionnels, dans lesquels les champs se propagent dans le plan du réseau, sont séparables et supportent les solutions TE et TM.

La polarisation TE (Transverse Electric) indique que le champ électrique est dirigé vers l'extérieur de l'écran de l'ordinateur. La polarisation TM (Transverse Magnetic) indique que le champ électrique se situe dans le plan de l'écran de l'ordinateur. La convention de BandSOLVE est choisie pour la cohérence par la définition de TE et de TM avec d'autres outils de simulation de dispositif passif de RSoft dans les guides d'ondes optiques.

II-3- Présentation du module FullWAVE

Le FullWAVE est un outil de simulation très sophistiqué pour étudier la propagation de la lumière dans une grande variété de structures photoniques, y compris les dispositifs de guides d'ondes intégrés et à fibres optiques ainsi que les circuits et les dispositifs nano-photoniques tels que les structure à bande interdite photoniques, dispositifs WDM (les résonateurs en anneau), capteurs, conceptions de biocapteurs et matériaux à indice de réfraction négative.

Le FullWAVE fournit un logiciel de simulation générale pour calculer la propagation des ondes lumineuses dans des géométries arbitraires. La simulation est basée sur la technique qui est bien connue dans le domaine temporel. La méthode FDTD est une solution rigoureuse aux équations de Maxwell et ne comporte aucune approximation ou restriction théorique. Cette méthode est largement utilisée comme technique de modélisation dans l'optique intégrée, et en particulier dans l'optique guidée.

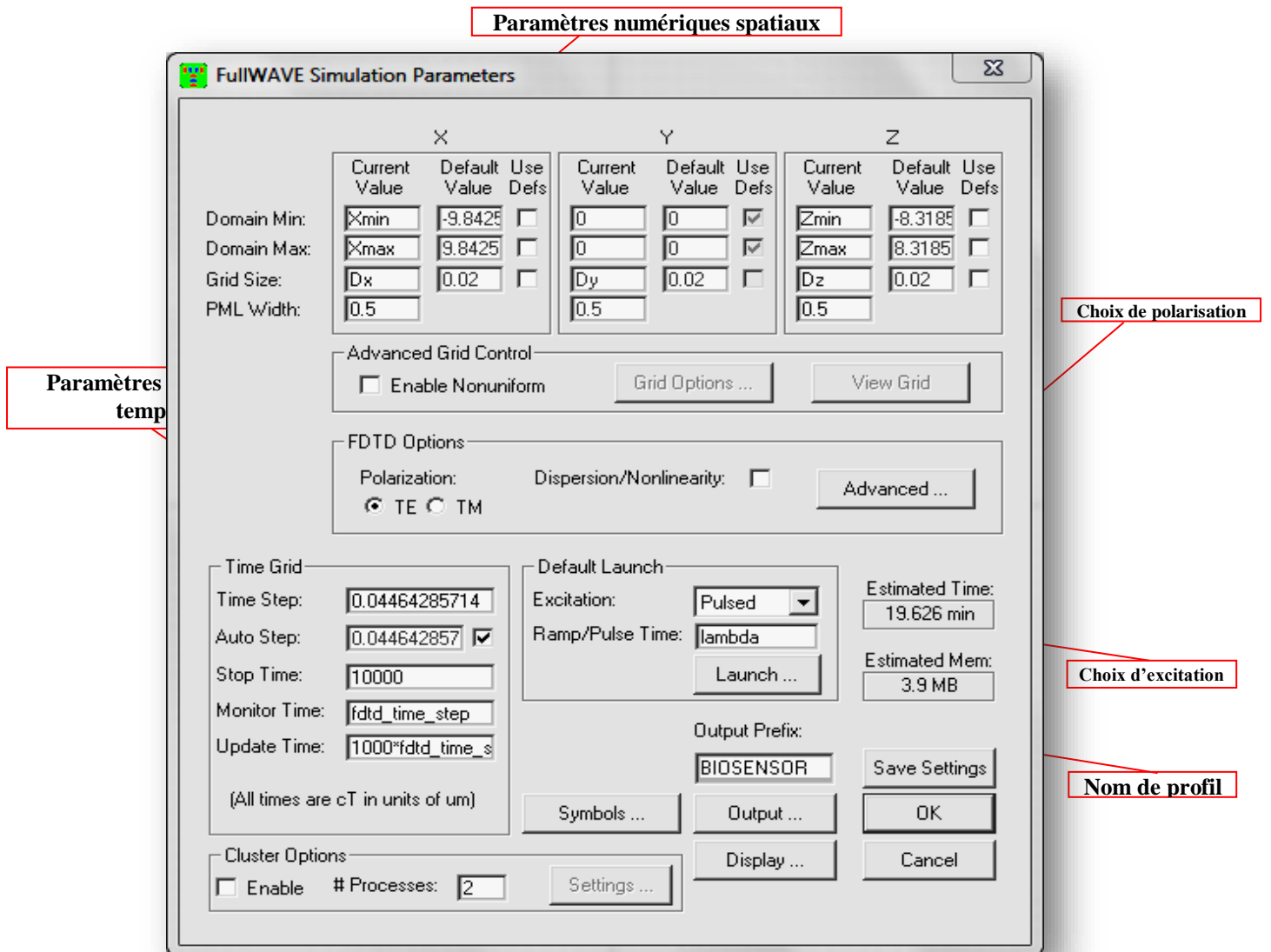


Figure IV -4 : Fenêtre principale des paramètres de simulation FullWAVE

II-3-1- Fenêtre principale de simulation FullWAVE

Le module de simulation FullWAVE est une partie de RSoft-CAD. Il permet de calculer la réponse du champ E/M en fonction du temps et de l'espace à une excitation électromagnétique donnée dans une structure d'indice donné. La figure IV -4 représente la fenêtre du simulateur FullWAVE. On trouve dans la boîte de dialogue les paramètres de base nécessaires pour une simulation numérique telle que, définition numérique des conditions aux frontières PML, choix des grandeurs de polarisation et d'excitation du signal appliqué, la grille spatiale et temporelle.

II-3-2- Paramètres numériques spatiale et temporel

Les icônes **X**, **Y**, **Z**, **Domain Min** et **Domain Max** définissent les limites du domaine spatial à utiliser pendant la simulation. Pour obtenir des résultats précis, le domaine de simulation doit inclure toutes les parties de la structure et les champs qu'on souhaite simuler, y compris les champs évanescents en dehors de la structure. Il ne doit pas être trop grand car rien ne peut être obtenu en simulant des parties du domaine où aucun champ n'est présent. Le domaine de simulation est représenté dans RSoft-CAD sous la forme d'une ligne violette foncée dessinée au-dessus de la structure et l'affichage du domaine peut être activé ou désactivé via la boîte de dialogue des préférences CAD.

L'algorithme FDTD est basé sur un domaine temporel: en plus d'une grille spatiale et d'une grille temporelle nécessaire, la partie inférieure à gauche de la boîte 'FullWAVE Simulation Parameters', illustrée à la figure IV-4, spécifie les principaux paramètres du domaine temporel du programme.

L'icône **Time Step** définit la taille de la grille temporelle qui doit satisfaire la condition de la stabilité numérique de l'algorithme FDTD. Il n'est pas possible de lancer une simulation à moins que cette condition ne soit remplie.

II-3-3- La grille spatiale et temporelle

FullWAVE prend en charge une grille spatiale uniforme et non uniforme. Afin de produire une simulation précise, la grille spatiale doit être suffisamment petite pour résoudre la plus petite caractéristique du champ à simuler. Pour la plupart des structures, cela signifie que la taille de la grille doit être suffisamment petite pour résoudre dans le temps la longueur d'onde du champ dans le matériau à simuler.

Habituellement, ceci est stipulé par la longueur d'onde dans le matériau à simuler, mais dans certains cas, peut être dicté par la géométrie du dispositif photonique. Typiquement,

l'espacement de la grille doit être capable de résoudre la longueur d'onde dans le temps, et donc généralement inférieur à $\lambda/10$, où λ n'est pas la longueur d'onde de l'espace libre, mais celle du matériau. FullWAVE fournit des choix intelligents pour ces paramètres, mais l'utilisateur est fortement stimulé à affiner les tailles de grille afin de produire une simulation efficace et précise. Puisque l'algorithme FDTD est basé dans le domaine temporel, FullWAVE a plusieurs paramètres qui se rapportent à la grille temporelle. Pour obtenir une simulation stable, il faut respecter la condition de stabilité qui relie la taille de pas spatiale et temporelle (équation II -34).

II-3-4- Conditions aux limites absorbantes

Les conditions aux limites sur les frontières spatiales du domaine de calcul doivent être soigneusement considérées. De nombreuses simulations utilisent une condition limite absorbante qui élimine toute énergie de propagation vers l'extérieur. L'une des plus efficaces est la couche parfaitement adaptée PML, dans laquelle les conductivités électriques et magnétiques sont introduites de telle sorte que l'impédance de l'onde reste constante, absorbant l'énergie sans provoquer de réflexions.

Les conditions aux limites périodiques PBC sont également importantes en raison de leur applicabilité à des structures périodiques telles que les PBG. Cette condition aux limites est choisie de sorte que la simulation soit équivalente à une structure infinie composée du domaine de calcul de base répété indéfiniment dans toutes les dimensions.

II-3-5- Choix d'excitation

Le module de FullWAVE comporte trois types d'excitation :

- **CW** : Le type d'excitation CW est normalement utilisé lorsqu'on veut étudier le régime de stabilité 'Steady State' de la conception. Il se compose de deux fonctions d'enveloppe multipliant une porteuse sinusoïdale. Cela peut être exprimé par l'équation :

$$g(t) = \xi_{up}(t)\xi_{down}(t)\sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(t) + At^2\right]$$

Où λ la longueur d'onde est la même longueur d'onde de l'excitation, et A est le coefficient chirp.

La fonction d'enveloppe $\xi_{up}(t)$ augmente de 0 à 1 pendant le temps de montée en puissance, et se règle en unités de cT dans le champ Ramp/Pulse Time. Plus précisément, il est défini comme suit:

$$\xi_{up}(t) = \sin \left[\frac{\pi}{2} \left(\frac{t}{t_u} \right) \right]$$

- **Pulse** : Une excitation par pulsation est utilisée lorsqu'on veut étudier la réponse fréquentielle d'une conception. Elle se compose d'une fonction enveloppe gaussienne multipliant une porteuse sinusoïdale.

Cela peut être exprimé comme :

$$g(t) = \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau} - t_d \right)^2 \right] \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} (t) + At^2 + \phi_0 \right]$$

λ : La longueur d'onde du champ.

τ : Le temps de la pulsation (son unité cT) défini par l'option '**Ramp/Pulse Time**'.

t_d : Le temps de retard de l'impulsion défini par l'option 'Delay Time'.

ϕ_0 : La constante de phase, elle est choisie de telle sorte que la phase soit 0 au maximum de la fonction gaussienne.

- **Impulse** : Une excitation à l'impulsion est exploitée uniquement pour un calcul du mode cavité. Elle a une signification différente des autres types d'excitation où le champ s'exprime comme suit:

$$\phi_L(r, t) = f(x, y)h(z)\delta(t_0)$$

Dépendance spatiale dans les directions x et y Dépendance spatiale suivant z Dépendance temporelle

III- Modélisation des structures à cristaux photonique bidimensionnels

D'un point de vue optique, un cristal photonique est caractérisé par son bande interdite. La structure périodique à deux dimensions peut introduire un gap (BIP) pour la lumière incidente perpendiculairement à l'axe z. Alors on peut créer une bande interdite photonique pour une onde dont le vecteur d'onde k dans le plan xy. Pour cela, nous étudions la

propagation dans le plan (x, y) du cristal photonique bidimensionnel et les ondes propagées sont caractérisées par leur vecteur d'onde $k = (k_x, k_y, 0)$, où $k_z=0$.

Le diagramme de bande sera obtenu en balayant par le vecteur k une zone définie par le contour de la première zone de Brillouin. Chaque valeur du vecteur d'onde k de la première zone de Brillouin, donne une série des fréquences propres $\omega_n(k)$ correspondant aux modes propres du système et leur représentation dans la première zone de Brillouin définit les courbes de dispersion optique de la structure étudiée. En abscisse, le chemin fait par le vecteur d'onde lorsqu'il décrit le contour formé par les points de haute symétrie Γ , X, M de la première zone de Brillouin.

En générale, dans un matériau à bande interdite photonique bidimensionnel (BIP 2D), les ondes électromagnétiques peuvent se propager uniquement suivant deux polarisations, donc il est possible d'étudier indépendamment la propagation en mode transverse électrique nommé TE, où le champ H est perpendiculaire au plan xy ; puis en mode transverse magnétique nommé TM, où le champ E est perpendiculaire au plan xy .

Les matériaux semi-conducteurs III-V et les verres de Chalcogénures (les éléments du groupes VI(S, Se, Te) forment des verres lorsqu'ils sont mélangés à un ou plusieurs éléments des groupes IV (Ge, Si) ou groupes V (As, Sb)). Ce sont des matériaux à propriétés optiques, qui sont basées sur l'interaction du milieu avec l'énergie des ondes électromagnétiques. Pour cette raison, les Chalcogénures sont considérés comme des matériaux semi-conducteurs, de bandes d'énergie allant de 1 à 3 eV. L'intérêt de ces nouveaux verres optiques est lié principalement à certaines caractéristiques : isotrope, possibilité d'obtenir des dispositifs sans limitations des dimensions et ils possèdent une bonne transmission dans le domaine du visible et l'optique guidée [5,6]. Une autre propriété remarquable des verres de Chalcogénures est leur photosensibilité, *i.e.* la recombinaison des liaisons chimiques sous l'action d'une source lumineuse dont la longueur d'onde d'émission est proche de la largeur de la bande interdite optique. Ce mécanisme, basé sur la création de paires électron-trou, provoque des changements des liaisons de valences de certains atomes et crée des défauts dans la matrice vitreuse. Ceux-ci modifient les propriétés physiques et optiques du verre. Notamment, le verre de Chalcogénure est un atout pour le développement de composants autour des longueurs d'ondes des télécommunications [1400nm et 1600nm]. Avec les récents développements en nanotechnologie, les verres sont donc d'excellents candidats pour la réalisation des structures en géométrie guidantes dans une gamme de fréquence bien déterminée [7]. Les verres de chalcogénures existent depuis plus de 60 ans [8], mais ils n'ont

été reconnus que récemment comme matériaux émergents offrant de nouvelles possibilités en photonique pour améliorer la transmission dans l'optique intégré.

	semiconducteurs III-V		Verres de Chalcogènes	
Matériau	Si	GaAs	As ₂ Se ₃	Ge ₂₈ Sb ₁₂ Se ₆₀
	Silicium	Arsenic de gallium	Chalcogène d'Arsenic	Chalcogène de Germanium
Indice de réfraction	3.46	3.38	2.75	2.61
Constante diélectrique	11.6	13	8.02	12.71

Tableau IV -1 : Tableau présentatif des différents matériaux étudiés

Les verres de Chalcogènes sont les matériaux de choix de nos dispositifs car ils offrent une large gamme de propriétés optiques et structurales, ainsi que des solutions de mise en forme originales et à bas coût, dû au fait qu'ils sont manipulables en mécanisme du guidage. Le tableau IV -1 représente les différents matériaux semiconducteurs : III-V, Si, GaAs et les matériaux de verres de Chalcogènes: As₂Se₃ et Ge₂₈Sb₁₂Se₆₀, avec leurs paramètres optiques en valeur numérique.

Le premier axe de la modélisation porte sur la simulation de la bande interdite photonique. Nous étudions les effets des paramètres structuraux sur la BIP dans les cristaux photoniques bidimensionnels. L'étude est réalisée au moyen du logiciel Matlab et en fonction de la variation de la constante diélectrique du matériau utilisé, pour le réseau carré et le réseau triangulaire (tableau IV -2).

	Réseau réel	Réseau réciproque	1 ^{er} Zone de Brillouin	f
Carrée				$-\pi \left(\frac{R}{a}\right)^2$
Traingulaire				$\frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{R}{a}\right)^2$

Tableau IV -2 : Tableau présentatif des deux réseaux : carrée et triangulaire

Où f est le facteur de remplissage et est défini comme le rapport entre l'espace occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et l'espace de cette cellule, notamment, dans cette modélisation, en utilisant la méthode de la décomposition en ondes planes PWE et la méthode de différences finies dans le domaine temporel FDTD. Nous considérons le modèle des couches absorbantes PML (Perfectly Matched Layer) [9] qui est parfaitement adapté à la modélisation des limites absorbantes en structure à BIP 2D.

III-1- Modélisation d'un cristal photonique 2D à réseau carré

III-1-1- Détermination de la Bande Interdite Photonique

Pour étudier les propriétés optiques notamment la largeur de la BIP dans le cas d'un cristal photonique bidimensionnel, nous considérons une structure infinie. Le tableau IV-2 illustre le réseau réel, le réseau réciproque et la première zone de Brillouin du réseau carré et du réseau triangulaire.

L'étude est effectuée en fonction de la variation de la constante diélectrique pour plusieurs matériaux. Nous présentons les différentes bandes interdites photoniques à base des structures connectée et déconnecté [10].

Le cristal est structuré sur la base d'un réseau carré des tiges diélectriques de forme cylindrique de permittivité $\epsilon_a = 13$, plongés dans l'air de permittivité $\epsilon_b = 1$. Le paramètre du maille, le diamètre des cylindres et le facteur de remplissage sont respectivement $a = 1.1\mu\text{m}$, $r = 0.2a$ et $f = 0.1$.

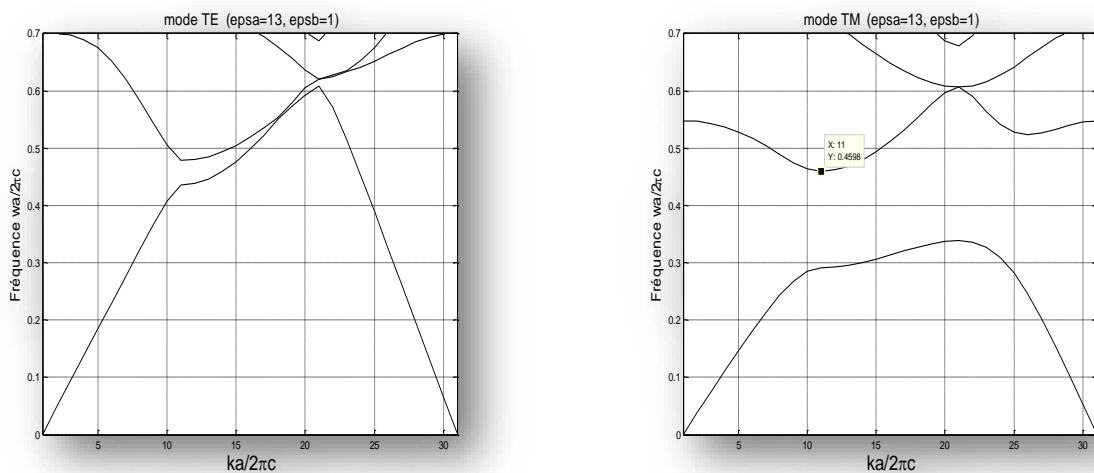


Figure IV -5-(a) : Diagrammes de dispersion d'une structure 2D déconnecté à réseau carrée ($\epsilon_a = 13$, $\epsilon_b = 1$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode PWE.

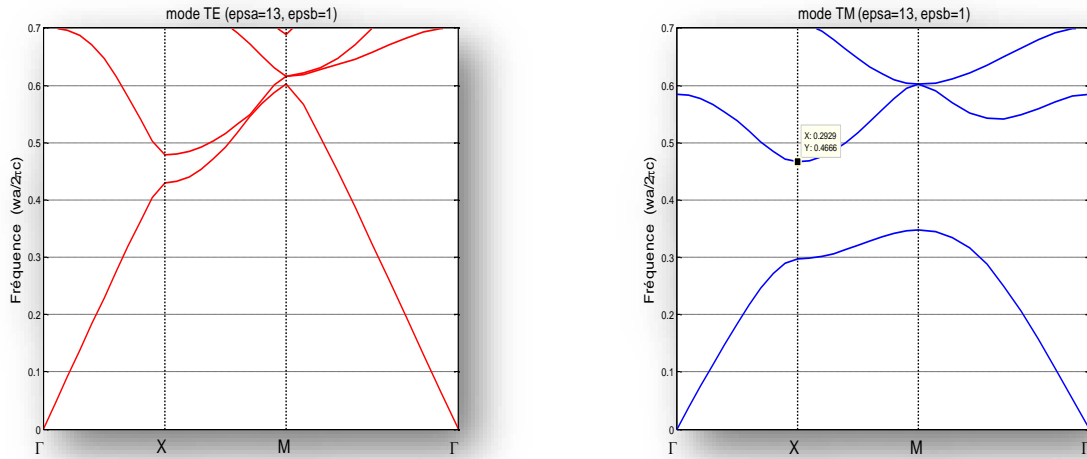


Figure IV -5-(b) : Diagrammes de dispersion d'une structure 2D déconnecté à réseau carrée ($\epsilon_a = 13$, $\epsilon_b = 1$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode FDTD.

La figure IV -5 : Montre les diagrammes de bande photonique de la structure déconnectée 2D, calculée pour les deux modes de polarisation TE et TM. Cette structure photonique à contraste d'indice de réfraction élevé permet l'ouverture de la bande photonique. Le diagramme de bande fait apparaître une large bande fréquentielle en mode TM : $\frac{a}{\lambda} = (FDTD: 0.3447-0.4666, PWE: 0.3403 -0.4598)$.

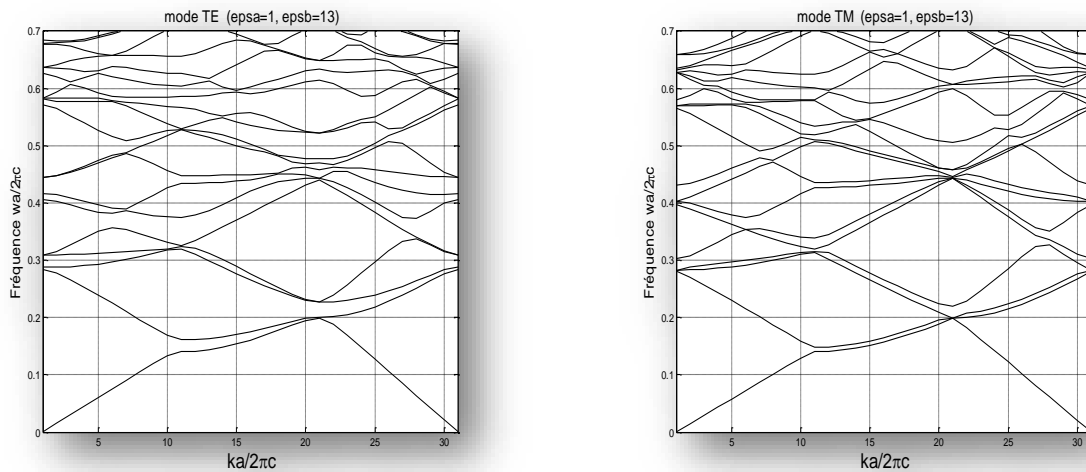


Figure IV -6-(a) : Diagrammes de dispersion d'une structure 2D connecté à réseau carrée ($\epsilon_a = 1$, $\epsilon_b = 13$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode PWE.

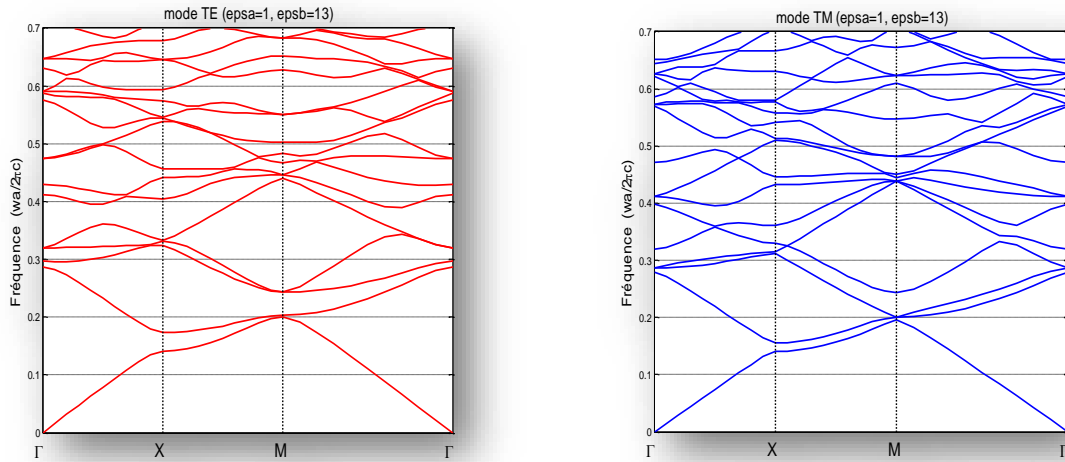


Figure IV -6(b) : Diagrammes de dispersion d'une structure 2D connecté à réseau carrée ($\epsilon_a = 1, \epsilon_b = 13$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode FDTD.

La figure IV -6 représente aussi les diagrammes de bande photonique en deux polarisations, calculés par les deux méthodes de modélisation mais dans ce cas pour une structure connectée avec les mêmes paramètres structurels de la structure à tiges diélectriques. Cette structure consiste en des trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon_a = 1, \epsilon_b = 13$). Il est clair que la structure considérée n'apparaît aucune bande dans le cristal 2D en deux modes de polarisation.

III-1-2- Détermination de la longueur d'onde en fonction du ratio r/a

Les verres de chalcogénures ont également de nombreuses applications en tant que dispositifs à l'état solide. Notamment les matériaux optiques non-linéaires de troisième ordre sont largement étudiés pour des applications en télécommunication et dans le domaine de l'infrarouge [11]. Le domaine d'usage, le choix des éléments semi-conducteurs qui composent le verre sous forme de chalcogénure et les caractéristiques électromagnétiques des différents matériaux à base de verre, modifiant certaines propriétés optiques des cristaux photoniques tels que : l'indice de réfraction, BIP, la dispersion, la transmission, ainsi que d'autres paramètres importants comme la longueur d'onde et le facteur de qualité.

Pour cette raison, on détermine la fréquence $f = (a / \lambda)$ (λ est la longueur d'onde) de la première BIP en fonction de la variation du ratio r/a pour les quatre matériaux qui sont définis dans le tableau IV -1, avec un changement de la période du cristal proposé. La bande de fréquence représente les valeurs de la fréquence inférieure et les valeurs de la fréquence supérieure dans chaque matériau.

r/a	$f_{Si}(a/\lambda)$	$f_{GaAs}(a/\lambda)$	$f_{As_2Se_3}(a/\lambda)$	$f_{Ge_{28}Sb_{12}Se_{60}}(a/\lambda)$
0.200	0.2824 - 0.4158	0.2892 - 0.4203	0.3500 - 0.4529	0.3664 - 0.4587
0.195	0.2892 - 0.4271	0.2960 - 0.4316	0.3559 - 0.4588	0.3743 - 0.4612
0.185	0.2937 - 0.4358	0.3014 - 0.4371	0.3612 - 0.4640	0.3823 - 0.4693
0.175	0.3035 - 0.4431	0.3084 - 0.4505	0.3717 - 0.4719	0.3880 - 0.4708
0.165	0.3111 - 0.4501	0.3216 - 0.4587	0.3804 - 0.4790	0.3992 - 0.4783
0.155	0.3269 - 0.4666	0.3314 - 0.4632	0.3954 - 0.4821	0.4143 - 0.4858
0.145	0.3390 - 0.4746	0.3465 - 0.4745	0.4105 - 0.4858	0.4293 - 0.4896
0.135	0.3540 - 0.4821	0.3616 - 0.4821	0.4293 - 0.4896	0.4444 - 0.4896
0.125	0.3691-0.4859	0.3766-0.4858	0.4444-0.4934	0.4632-0.4934

Tableau IV -3 : Détermination de la bande interdite photonique pour les matériaux semiconducteur III-V et verres de Chalcogènure en fonction du rapport r/a

Pour voir l'influence du rapport r/a sur la largeur du gap photonique, on considère la structure à 11*11 tiges cylindriques dans l'aire, où le paramètre de maille $a=0.5\mu\text{m}$, puis on le fait varier (tout en gardant le rayon des tiges constant). Les bandes de fréquences sont calculées par la méthode FDTD et rapportés au tableau IV -3 pour une structure photonique bidimensionnelle à réseau carré. Les résultats montrent que pour les grandes valeurs du ratio r/a , les matériaux d'indice de réfraction élevé ont une large gamme de fréquences par rapport aux verres de Chalcogènures. Les matériaux Si et GaAs gardent presque le même intervalle de fréquence avec l'augmentation de la période du cristal, mais les verres : As_2Se_3 et $Ge_{28}Sb_{12}Se_{60}$ sont décalés vers les hautes fréquences supérieures jusqu'à $f_{sup} = 0.4934$ pour un paramètre de maille égal à $0.8\mu\text{m}$.

Egalement, nous avons obtenu les courbes de la longueur d'onde illustrées sur la figure IV -7. Ces valeurs de la longueur d'onde correspondent aux fréquences qui sont déjà déterminées avec le rapport r/a . Malgré le décroissement de la longueur d'onde avec l'accroissement du ratio, elle est toujours comprise dans l'intervalle de la longueur d'onde de l'optique guidé. Les matériaux à indice élevé déposés ont révélé des fenêtres de transmission allant d'environ 1000 nm à environ 1800 nm.

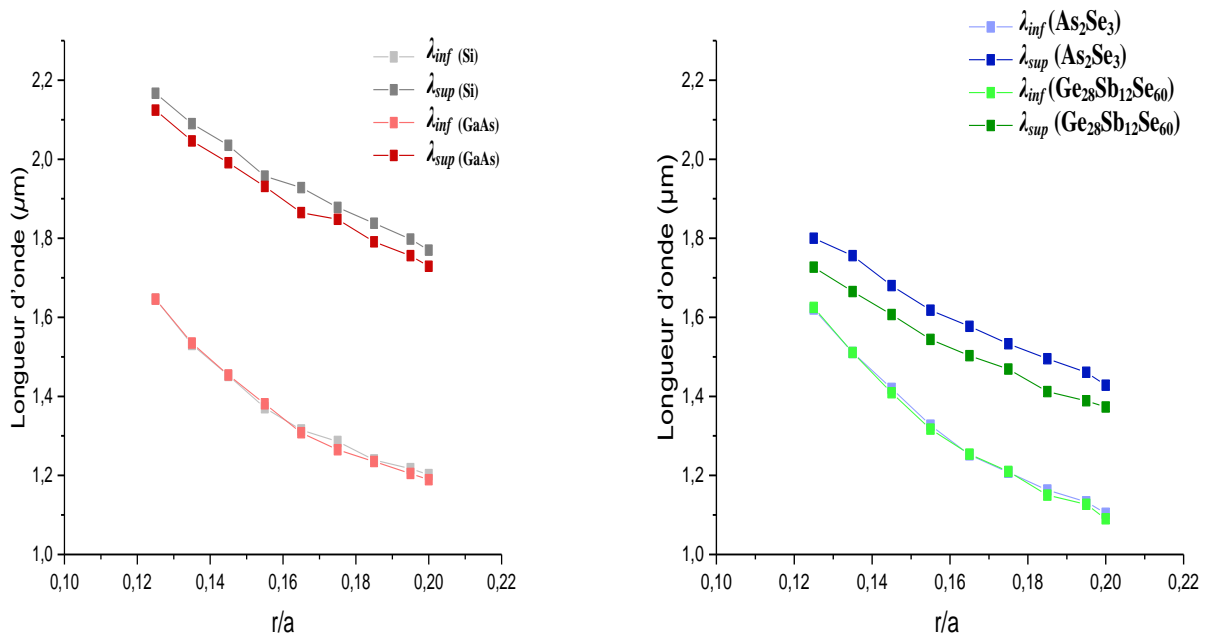


Figure IV -7: Détermination de la longueur d'onde en fonction du ratio r/a

III-2-1- Détermination de la Bande Interdite Photonique

On peut ouvrir une bande interdite photonique dans le plan xy , si toutes les bandes interdites unidirectionnelles doivent se recouvrir au moins partiellement sur la première zone de Brillouin et le recouvrement sera maximal si les bandes interdites sont centrées à des énergies proches. Le réseau qui s'en rapproche le plus est le réseau triangulaire à deux dimensions. La situation la plus favorable est celle où la zone de Brillouin est la plus isotrope possible.

Dans le réseau triangulaire avec des trous d'air entouré par une matrice semi-conductrice comme indiqué dans le tableau IV -2. Le paramètre important décrivant la structure périodique est le rapport entre la longueur a (la période du réseau) et le rayon de trou r/a . Pour voir l'effet de ces paramètres géométriques dans un cristal photonique 2D à réseau triangulaire et aussi le contraste d'indice qui définissent les largeurs, les positions des bandes interdites et les bandes autorisées, nous calculons les diagrammes de bande fréquentiel pour plusieurs valeurs du rapport r/a .

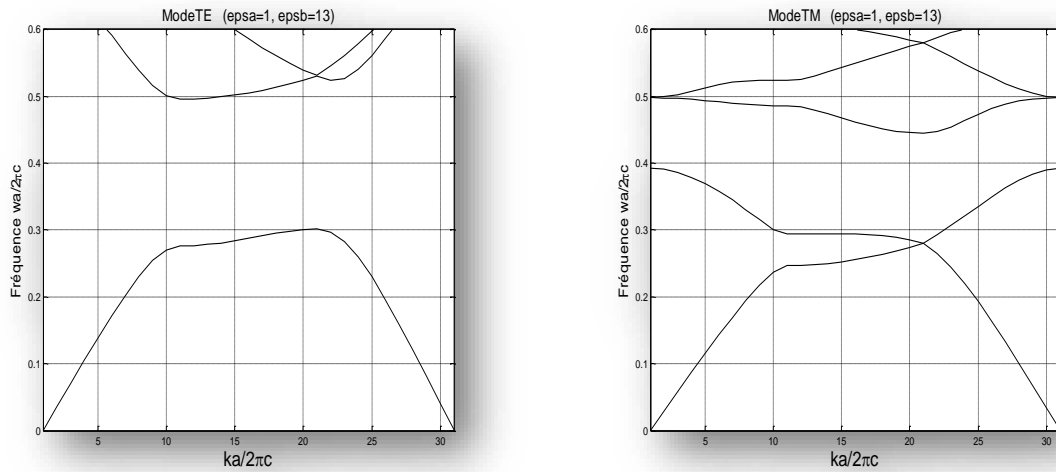


Figure IV -8-(a) : Diagrammes de dispersion d'une structure 2D connecté à réseau triangulaire ($\epsilon_a = 1$, $\epsilon_b = 13$, $r/a=0.45$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode PWE.

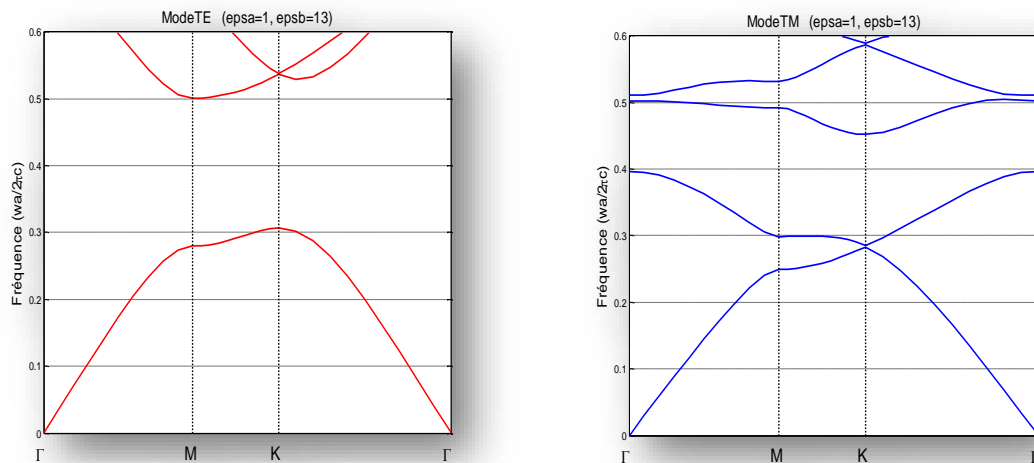


Figure IV -8-(b) : Diagrammes de dispersion d'une structure 2D connecté à réseau triangulaire ($\epsilon_a = 1$, $\epsilon_b = 13$, $r/a=0.45$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode FDTD.

En utilisant le simulateur Matlab programmé par l'algorithme de la méthode des ondes planes PWE et par la méthode FDTD. Cette dernière nécessite de disposer des conditions absorbantes de PML (Perfectly Matched Layer) aux abords du domaine de discrétisation pour éviter les réflexions des ondes électromagnétiques produites aux bords du milieu traitant.

La figure IV -8 montre le diagramme de bande photonique correspondant aux polarisations TE et TM d'un matériau infini. Il est structuré à partir d'un réseau triangulaire [12], composé de trous d'air de forme circulaire, dans une matrice semiconductrice de GaAs

de permittivité $\epsilon_a=13$ et d'indice $n = 3,38$. La constante du réseau a est de $0.1 \mu\text{m}$, les trous d'air ont un rayon égal à $0,45a$ et une permittivité $\epsilon_b = 1$. Pour limiter la diffraction de la lumière hors plan on préfère des facteurs de remplissage autour de 0.3 .

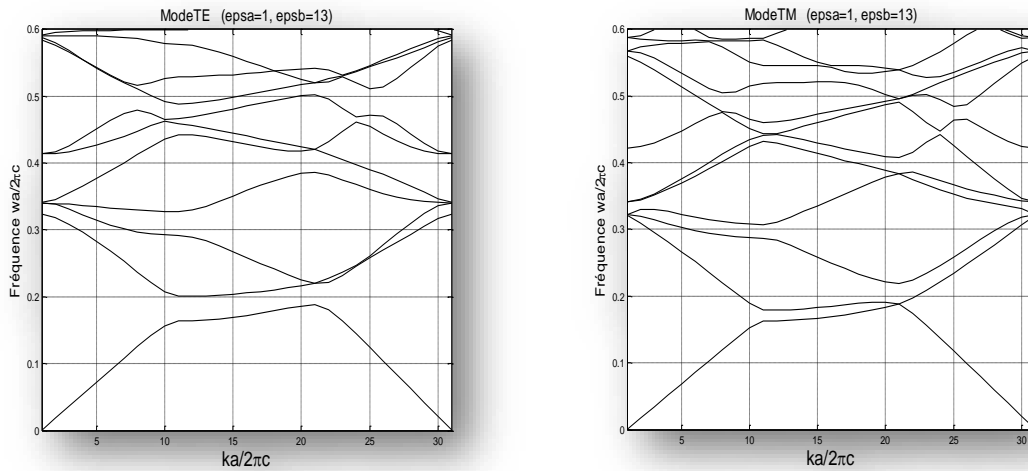


Figure IV -9-(a) : Diagrammes de dispersion d'une structure 2D connecté à réseau triangulaire ($\epsilon_a = 1$, $\epsilon_b = 13$, $r/a=0.2$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode PWE.

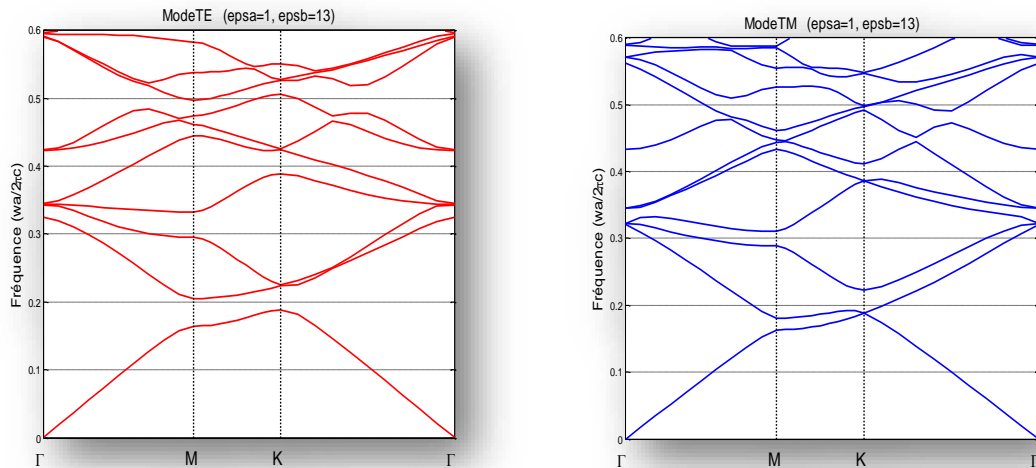


Figure IV -9-(b) : Diagrammes de dispersion d'une structure 2D connecté à réseau triangulaire ($\epsilon_a = 1$, $\epsilon_b = 13$, $r/a=0.2$) en mode TE et TM, obtenus par la méthode FDTD.

Dans cette étude, Les intervalles de BIP dans la polarisation TE sont beaucoup plus grands $\frac{a}{\lambda} = (\text{FDTD: } 0.2988 - 0,4949 \text{ et PWE: } 0.2986 - 0.4881)$ que ceux en mode TM :

$\frac{a}{\lambda} = (\text{FDTD: } 0.3980 - 0.4514 \text{ et PWE: } 0.4000 - 0.4488)$. Il y a donc une bande interdite de propagation, dans toutes les directions du plan, pour les deux modes TE et TM. Par conséquent, il existe une bande interdite complète $\frac{a}{\lambda} = [\text{FDTD: } 0.3980 - 0.4514]$ et $\frac{a}{\lambda} = [\text{PWE: } 0.4000 - 0.4488]$ pour cette structure. On parle donc de bande absolue (une bande apparaît dans toutes les directions et dans les deux polarisations).

La figure IV -9 représente les réponses fréquentielles dans les modes TE et TM, pour une structure triangulaire connectée du matériau GaAs, mais avec un plus faible du rapport r/a . Les structures de bande à réseau triangulaire avec un rapport $r/a=0.2$ créent une seule bande interdite $\frac{a}{\lambda} = [\text{FDTD: } 1.884 - 0.2052 \text{ et PWE: } 1.878 - 0.2005]$ en mode TE. En ce qui concerne les bandes interdites TM, aucune évolution significative n'est à noter.

III-2-2- Détermination de la longueur d'onde en fonction du ratio r/a

Il est intéressant d'étudier l'influence des paramètres géométriques des structures périodiques bidimensionnelles sur les variations de la bande interdite photonique, tel que l'effet du rayon ' r ' des tiges circulaires et l'effet de la période ' a ' du réseau [13].

Pour étudier l'influence de la période sur la bande BIP, nous avons considéré la structure déconnectée à triangulaire où le rayon des tiges est $r = 0.1\mu\text{m}$, puis on fait varier la période tout en gardant les mêmes valeurs des paramètres de la structure pour les quatre matériaux Si, GaAs, As_2Se_3 et $\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{60}$, les indices de réfraction sont respectivement : $n_{(\text{Si})} = 3.46$, $n_{(\text{GaAs})} = 3.8$, $n_{(\text{As}_2\text{Se}_3)} = 2.75$ et $n_{(\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{60})} = 2.61$. Le calcul est fait en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel avec les conditions aux limites de PML et pour cette étude nous avons choisi le facteur de remplissage égal 0.4.

Le tableau IV -4, montre toutes les variations de la fréquence inférieure et supérieure de la première bande ouverte pour chaque valeur du rayon r . Les fréquences des bandes (a/λ) sont exprimées en fonction du paramètre de maille et de la longueur d'onde. D'après cette variation de la période du réseau triangulaire, on remarque que dans la structure à tiges du silicium et la structure à tiges d'Arsenic de gallium, les valeurs de la fréquence inférieure et supérieure augmentent et la BIP devient plus large dès que le rapport r/a a de faibles valeurs, même observation écrite sur les structures de verres de Chalcogénure.

r/a	$f_{Si}(a/\lambda)$	$f_{GaAs}(a/\lambda)$	$f_{As_2Se_3}(a/\lambda)$	$f_{Ge_{28}Sb_{12}Se_{60}}(a/\lambda)$
0.200	0.2757 - 0.4452	0.2825 - 0.4519	0.3403 - 0.4994	0.3550 - 0.5067
0.195	0.2825 - 0.4587	0.2870 - 0.4655	0.3453 - 0.5088	0.3612 - 0.5167
0.185	0.2889 - 0.4700	0.2938 - 0.4749	0.3533 - 0.5167	0.3691 - 0.5246
0.175	0.2986 - 0.4872	0.3035 - 0.4923	0.3638 - 0.5273	0.3796 - 0.5325
0.165	0.3058 - 0.4983	0.3137 - 0.5062	0.3728 - 0.5348	0.3917 - 0.5423
0.155	0.3190 - 0.5167	0.3225 - 0.5194	0.3879 - 0.5461	0.4030 - 0.5461
0.145	0.3314 - 0.5310	0.3389 - 0.5348	0.4030 - 0.5536	0.4180 - 0.5574
0.135	0.3465 - 0.5423	0.3502 - 0.5423	0.4143 - 0.5574	0.4331 - 0.5612
0.125	0.3615 - 0.5499	0.3691-0.5574	0.4131 - 0.5649	0.4519 - 0.5649

Tableau IV -4 : Détermination de la bande interdite photonique pour les matériaux semiconducteur III-V et verres de Chalcogénure en fonction du rapport r/a

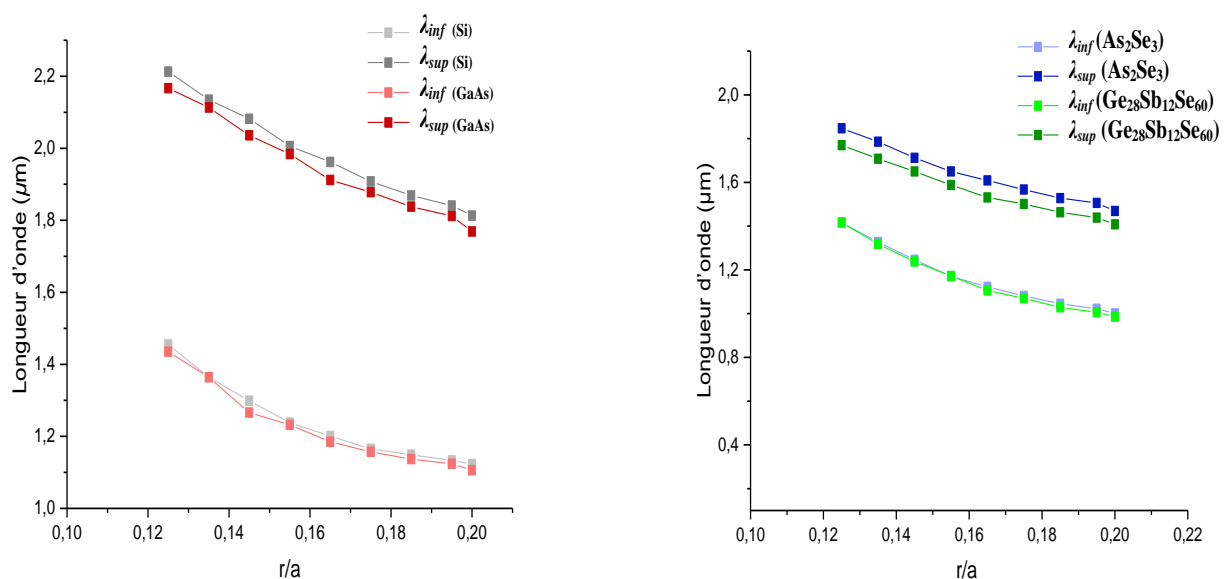


Figure IV -10: Détermination de la longueur d'onde en fonction du ratio r/a

Pour une polarisation TE, la figure IV -10 illustre aussi l'influence des paramètres structuraux du réseau triangulaire déconnecté sur la longueur d'onde. Dans ce cas la fenêtre de transmission d' As_2Se_3 est comprise entre $1.416\mu\text{m}$ et $1.847\mu\text{m}$ et dans le $Ge_{28}Sb_{12}Se_{60}$

elle est comprise entre $1.416\mu\text{m}$ et $1.770\mu\text{m}$ pour un rapport 0.125. Un compromis doit être effectué entre la période de la structure et la fréquence (a/λ) ou bien entre le rapport r/a et la longueur d'onde optique. Il est aussi nécessaire d'avoir un rapport r/a assez faible pour avoir une large gamme optique, notamment dans les nouveaux dispositifs à base des verres de Chalcogénure qui ont un grand indice de réfraction.

IV- Modélisation des structures à cristaux photoniques 2D en géométrie guide d'onde

Le guidage et le confinement de l'onde lumineuse à l'aide de guide d'onde sont deux fonctions optiques fondamentales qui permettent de créer une gamme de dispositifs tout optique. Une structure qui a récemment attiré beaucoup d'attention est le guide d'onde à base de cristaux photoniques bidimensionnels. Nous nous concentrons sur les propriétés physiques telles que les diagrammes de bandes et la propagation du champ électromagnétique dans les structures guidantes à bande interdite photonique.

Les guides d'ondes photoniques à base de verres de Chalcogénure sont les éléments clés des dispositifs de l'optique intégrée qui effectuent plusieurs fonctions telles que: les filtres et les fibres optiques [14], les séparateurs de puissance tout-optiques et les portes logiques numériques [11]. Donc, la modélisation et la simulation des différentes géométries des guides d'ondes sont devenues très importante à base de ces matériaux dans l'optique intégrée.

Le deuxième axe de la modélisation porte sur la simulation des structures à cristaux photoniques bidimensionnels en géométries de guide d'onde, notamment les séparateurs de puissance qui ont deux sorties ou trois sorties. Évidemment, une fois que les propriétés de la structure de bande ont été déterminées, la simulation FDTD avec le module FullWAVE de Rsoft-CAD est indispensable pour calculer des grandeurs optiques telles que les modes guidés et la transmission via des structures périodiques finies.

Nous allons étudier les tendances de structures guidantes à base des cristaux photoniques 2D à régir le comportement de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde. Plus spécifiquement, nous allons caractériser les propriétés structurelles (période du réseau, rayon des éléments...) des guides obtenus en créant un défaut linéique pour former un guide W1 dans la structure périodique. De plus, nous allons nous intéresser le séparateur d'énergie de puissance dans un cristal 2D.

En effet, dans notre modélisation nous nous penchons sur un cristal photonique 2D à réseau carré des tiges circulaires dans l'air, où la tige est un matériau de verres de Chalcogénure (As_2Se_3 , $\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{60}$). Le guide d'onde étudié consiste une structure

déconnectée de 11*11 tiges dans l'air (Figure IV-11) et leurs paramètres structuraux sont rapportés sur le tableau IV -5.

Paramètres	Valeurs
Forme des tiges	Circulaire
Réseau de structure	carrée
Constante de réseau a	600nm
Rayon des tiges r	$0.2a$
Rayon r_i	$0.1a$

Tableau IV -5 : *Tableau présentatif des paramètres structuraux*

IV-1- Guide d'onde linéaire W1

Dans cette étude nous nous attachons d'abord à déterminer les modes guidés dans un guide d'onde linéaire et nous présentons ensuite la propagation de l'onde électromagnétique et la possibilité de guider et confiner cette onde dans un cristal à base de verre de Chalcogénure. Donc notre structure guide d'onde à cristal photonique bidimensionnel est représentée sur la figure IV -11.

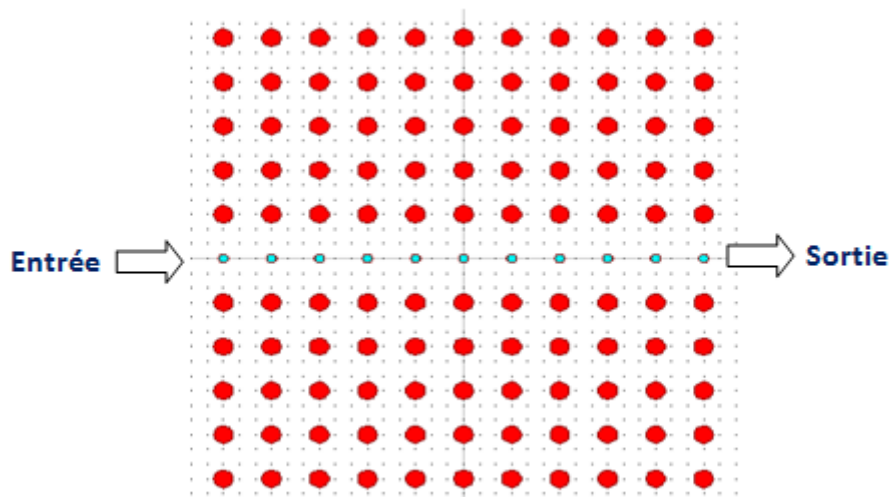


Figure IV -11: *Structure d'un guide linéaire W1 à réseau carrée*

Nous montrons maintenant qu'en introduisant des défauts, il est possible de créer un état de défauts se propageant à une fréquence à l'intérieur de la bande interdite. En effet, nous montrons qu'en produisant une rangée de défauts avec une réduction de diamètre $2r_i$ des tiges centrales, on peut créer un mode qui se propage le long de la rangée modifiante, ainsi la

rangée de défaut agit comme un guide d'onde [15], où la lumière est guidée dans la direction z . L'usage des défauts pour piéger la lumière dans les cristaux photoniques permet également le guidage de l'onde lumineuse.

La lumière qui se propage dans le couloir linéaire de défauts, avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal est confinée avec une longueur d'onde comprise entre 1500nm et 1520nm. Cette gamme de la longueur d'onde dépend du matériau de verres de Chalcogénure utilisé. .

La figure IV -12 illustre les diagrammes de bande pour notre structure à base des verres de chalcogénure et les paramètres de ce réseau sont choisis pour ouvrir une bande interdite aux alentours de la gamme de longueur d'onde souhaitée.

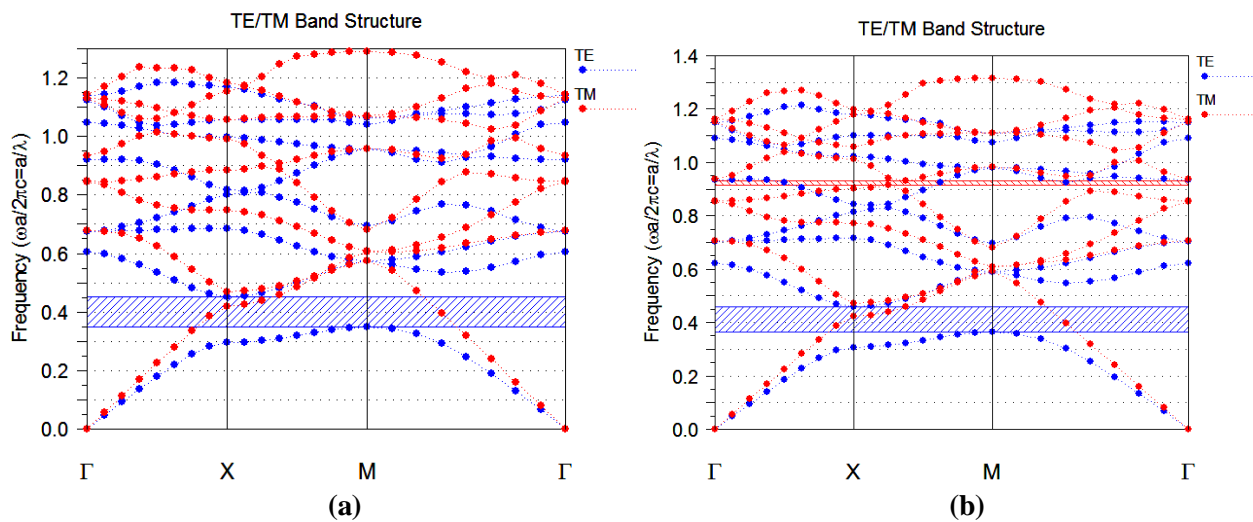


Figure IV -12: Diagrammes de dispersion d'un réseau carré à tiges circulaires d'indice de réfraction : (a)- $n = 2.75$ (b)- $n = 2.61$

Nous avons modélisé cette structure par la méthode des différences finies dans le domaine temporel. Un code FDTD associé au module Fullwave du simulateur Rsoft-CAD, a été adapté pour calculer la distribution spatiale du champ et la transmission dans les structures périodiques qui présentent des défauts linéiques. Le champ est calculé avec une excitation gaussienne CW en polarisation TE avec un temps d'exécution égale $\text{fdtd_time_step} * 2^{12}$.

La figure IV -13 montre la composante E_z de la distribution spatiale du champ électrique à travers le cristal photonique à guide d'onde linéaire 2D. Le profil du champ de la longueur d'onde $\lambda = 1520\text{nm}$ est illustré à la figure IV -13-(a) pour un guide W1 à tiges circulaires d' As_2Se_3 et aussi illustré à la figure IV -13-(b) pour un guide W1 à tiges circulaires de

$\text{Ge}_{12}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{60}$. L'intensité du champ dans le guide montre que cette longueur d'onde peut traverser le guide d'ondes linéaire jusqu'à son extrémité et un bon confinement est dû à un effet de bande interdite photonique. A base de ce guide, nous pouvons également réaliser un guide courbé de 90° [16].

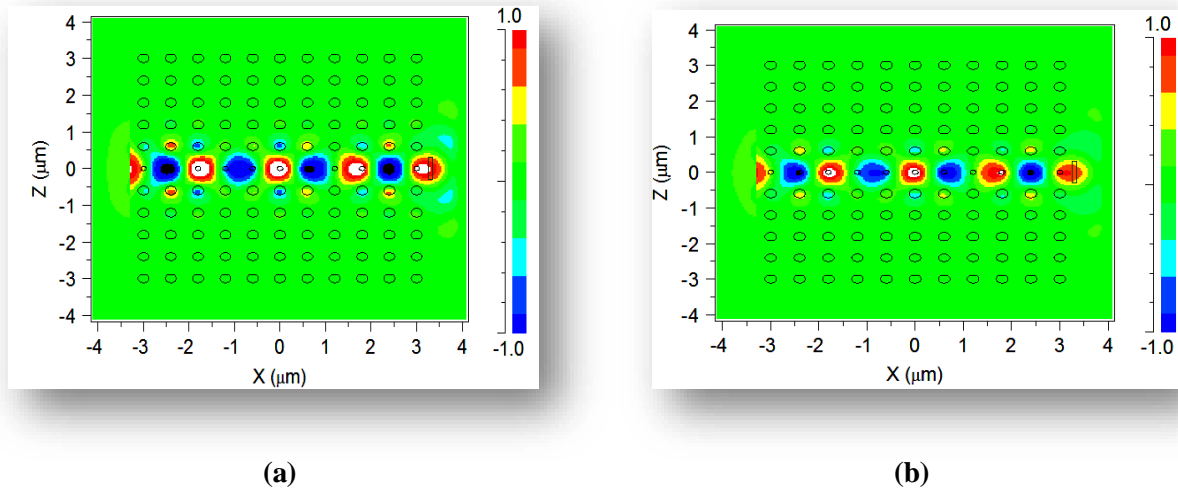


Figure IV -13: *Distribution spatiale du champ électrique pour un guide WI à tiges circulaires d'indice de réfraction : (a)- $n= 2.75$ (b)- $n= 2.61$*

IV-2- Guide d'onde courbé à 90°

La figure IV -14 montre la distribution spatiale du champ E_z dans un guide courbé à 90° pour les deux verres de chalcogénure. Le guide en forme L est composé de deux bras formant entre eux un coude à 90° et la lumière ne peut pas pénétrer dans le cristal photonique 2D; il est contraint de se propager le long du virage. En outre, il présente un degré de confinement élevé dans le trajet courbé du défaut car cette longueur d'onde appartient à la gamme de bandes interdites photoniques complète en polarisation TE indiquée à la figure IV -12.

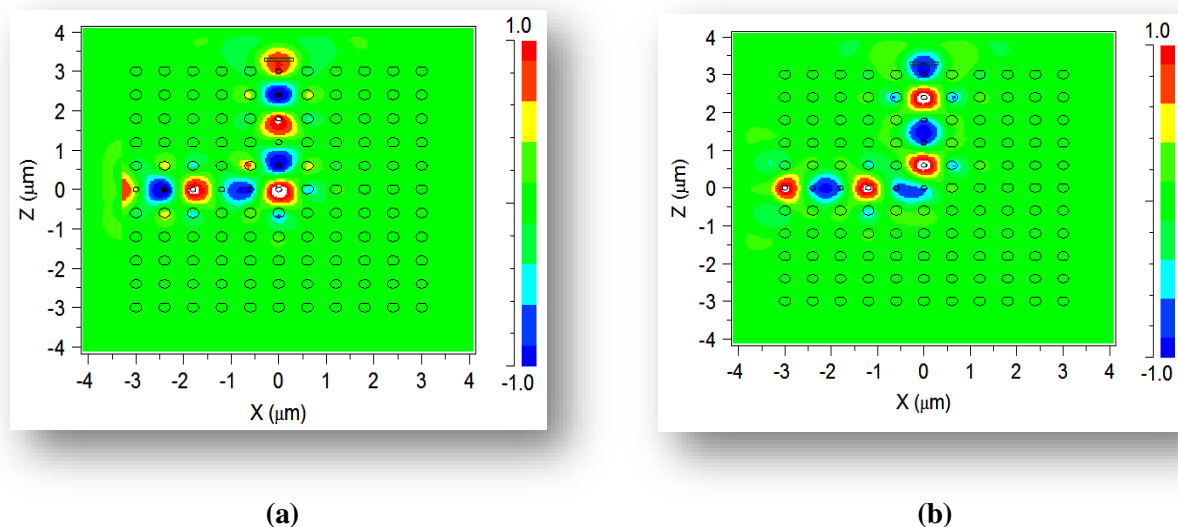


Figure IV -14: *Distribution spatiale du champ électrique pour un guide courbé de 90° à tiges circulaires d'indice de réfraction : (a)- $n= 2.75$ (b)- $n= 2.61$*

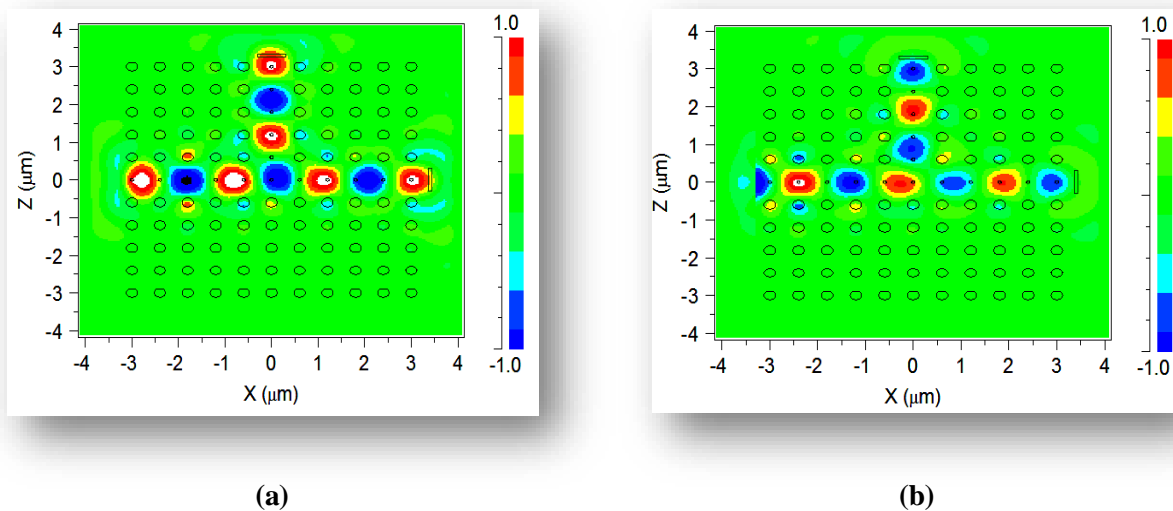


Figure IV -15: *Distribution spatiale du champ pour une jonction T à tiges circulaire d'indice de réfraction : (a)- $n= 2.75$ (b)- $n= 2.61$*

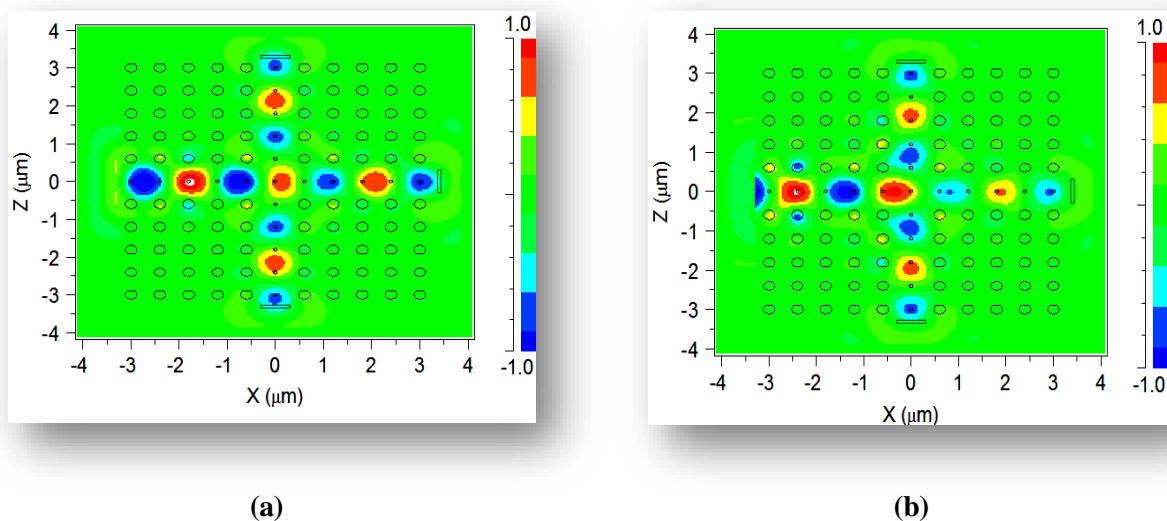


Figure IV -16: *Distribution spatiale du champ pour un guide d'intersection à tiges circulaire d'indice de réfraction : (a)- $n= 2.75$ (b)- $n= 2.61$*

La figure IV -16 montre la propagation du champ électrique pour une structure guidante d'intersection du cristal photonique 2D constitué d'un seul port d'entrée et de trois ports de sorties [17].

V- Modélisation d'un diviseur de puissance en forme T /T-Splitter

Une jonction en forme T à base des cristaux photoniques a été étudiée au cours des dernières années [18,19,20], proposée pour élargir la gamme de puissance de transmission. En raison de leur rôle important dans l'optique guidée, des nouvelles topologies pour la réalisation des séparateurs optiques de puissance à cristaux photoniques pour diviser la puissance d'entrée avec un rapport souhaité sur les ports de sortie sont proposées. Shaghayegh Foghani et all proposent une structure plus simple en forme T pour assurer une transmission du faisceau lumineux incident de 98% (49% pour chaque branche) et que le reste de la lumière est réfléchi [21]. Cette simple jonction en T peut ne pas être suffisante pour des applications d'optique intégrée efficaces.

La réalisation des géométries à diviseur de puissance a été faite avec une jonction en forme T et en jonction Y par Mohammad Danaie et all [22]. Ces structures montrent qu'avec une modification des rayons de certains défauts du cristal photonique 2D, la largeur de la bande du diviseur en forme T est égale à 51 nm pour une transmission de 98% et la perte de puissance est inférieure à 2%, et pour une structure en forme de Y, la largeur de spectre de transmission est de 126 nm.

En effet, Nous avons démontré une nouvelle topologie de la jonction en T à base des cristaux photoniques bidimensionnels CPh 2D pour contrôler le flux des ondes électromagnétiques au niveau de sortie de puissance. Pour cette étude, les paramètres optiques ont été analysés avec le simulateur RSOFT-CAD par le module FullWAVE, en utilisant la technique FDTD [23] avec les conditions aux limites. Ce code intègre ainsi les couches absorbantes PML adaptées aux modélisations des frontières absorbantes [9], qui permettent d'éviter les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre du calcul. L'algorithme FDTD consiste des longueurs d'arêtes entre $\lambda/16$ et $\lambda/20$ pour avoir la convergence en maillage.

V-1- Topologie d'optimisation d'un diviseur de puissance

En premier lieu, pour concevoir le diviseur (séparateur) de puissance réglable pour les modes TE, on utilise un cristal photonique bidimensionnel à réseau carré bidimensionnel (2D) de tiges diélectrique dans l'air, où le nombre des tiges est 11×11 .

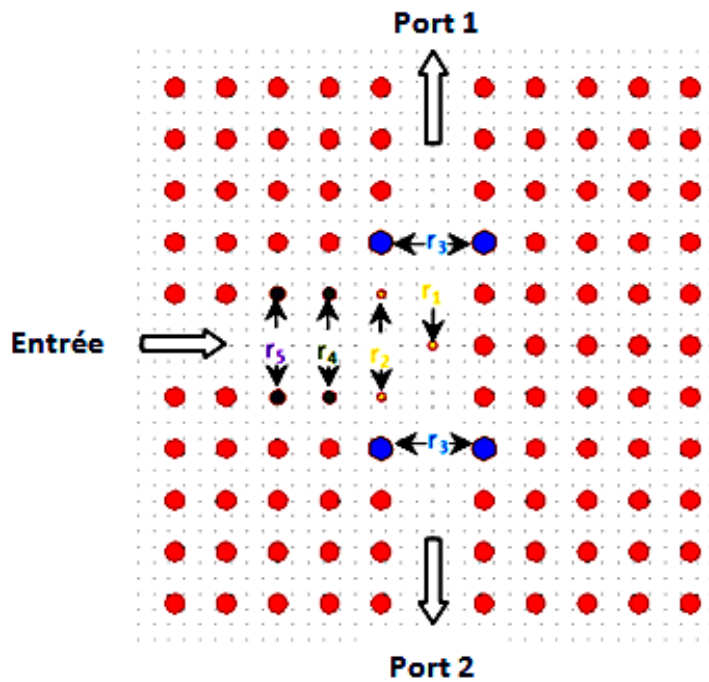


Figure IV -17: Structure optimisée d'un diviseur de puissance en forme T (T-Shaped)

La figure IV -17 illustre la structure optimisée pour un diviseur de puissance en forme T, où une méthode d'optimisation est utilisée pour déterminer le spectre de transmission. Cette méthode basée sur le déplacement et la modification du rayon des tiges en tant que variables d'entrée (Tableau IV -6) et calcule la largeur de la bande passante pour chaque structure. Les paramètres de conception de la structure proposée est cité dans le Tableau IV -5.

Paramètres	Valeurs
Forme des tiges	Circulaire
Réseau de structure	carrée
Constante de réseau a	664.8nm
Rayon des tiges r	$0.18a$
Rayon r_1	$0.075a$
Rayon r_2	$0.077a$
Rayons r_3	$0.225a$
Rayons r_4	$0.121a$
Rayons r_5	$0.142a$

Tableau IV -6 : Tableau présentatif des paramètres structuraux du diviseur de puissance

Une excitation de type impulsion pour calculer le spectre de transmission et une excitation de type gaussienne pour modéliser le champ électromagnétique correspondant au mode de polarisation TE dans le réseau du cristal photonique. Ces ondes sont appliquées au port d'entrée avec une puissance unitaire (Figure IV –18).

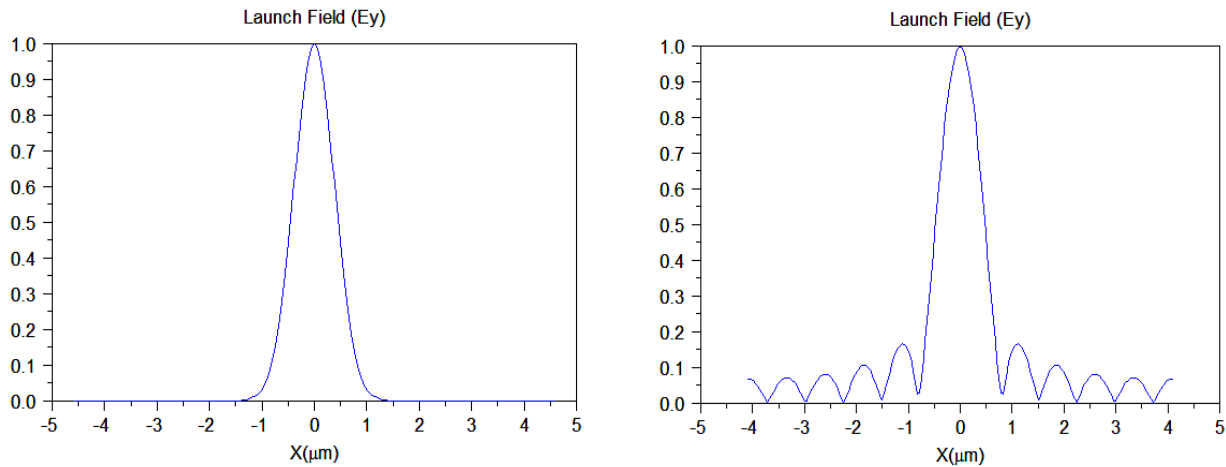


Figure IV -18: *Excitation d'entrée*

(a)-Une impulsion sinusoïdale (Pulsed) et (b)- Une onde gaussienne (CW)

V-2- Optimisation du spectre de transmission avec un rapport $r/a = 0.18$

V-2-1- Détermination de la bande interdite photonique

En effet, suite à plusieurs modélisations et simulations concernant notre structure en géométrie guide d'onde, le choix optimal du rapport r/a est fixé à 0.18 pour ouvrir une bande interdite photonique en mode TE aux voisinages des longueurs d'ondes relatives aux fenêtres des télécommunications.

Dans ce cas, les diagrammes de dispersion sont calculés par le module BandSolve à l'aide de la méthode des ondes planes PWE en deux polarisations TE et TM, pour un réseau carré des tiges à Si et pour un réseau carré des tiges à GaAs (figure IV -19), ainsi que pour un cristal bidimensionnel à tiges de verre de chalcogénure As_2Se_3 (figure IV -20).

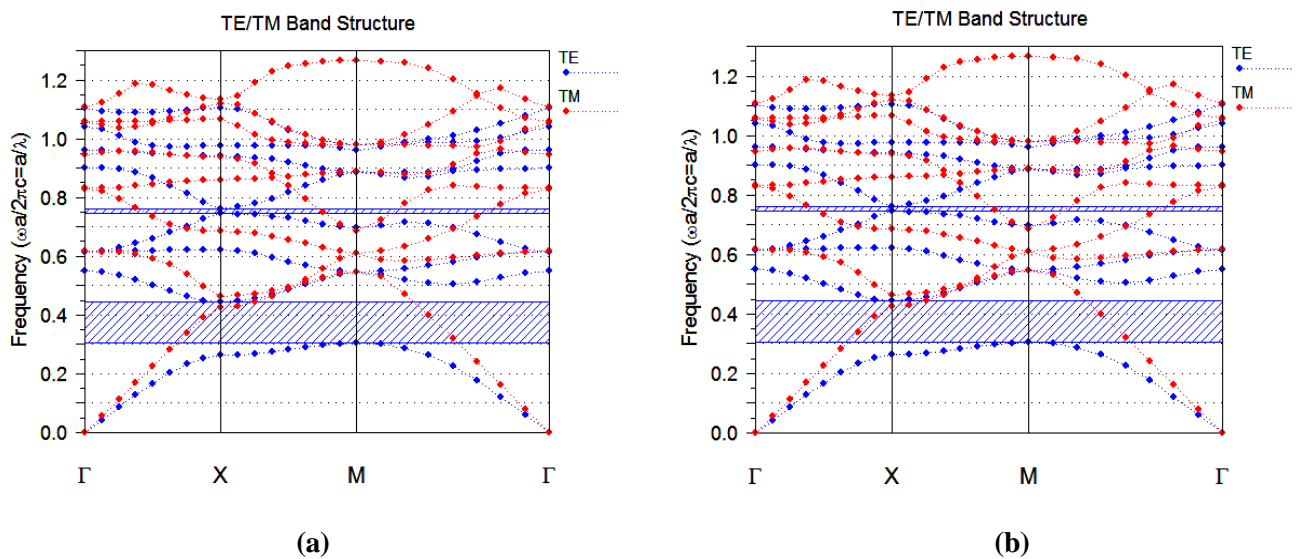


Figure IV -19: Diagrammes de dispersion d'un réseau carré à tiges circulaires d'indice de réfraction : (a)- $n= 3.46$, (b)- $n= 3.38$

La figure IV -19-(a) révèle une grande bande interdite pour la polarisation TE dans la gamme de fréquences $\omega a/2\pi c$: [0.3192-0.4546]. Ce domaine de fréquences correspond aux longueurs d'onde de la plage [1503-2082] nm pour les deux directions ΓX et ΓM .

La figure IV -19-(b) montre aussi une large bande interdite dans la gamme de longueurs d'onde $\omega a/2\pi c$: [2270-3290] nm en mode TE. Donc ces gammes de bande atteignent le domaine de l'optique guidée incluant 1550nm.

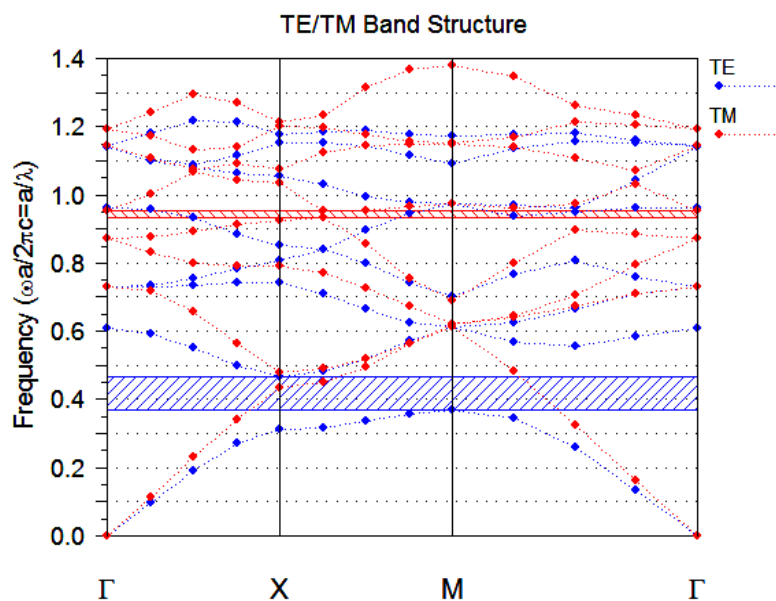


Figure IV -20: Diagrammes de dispersion d'un réseau carré à tiges circulaires d'indice de réfraction $n= 2.75$ du matériau As_2Se_3

Pour un mode TE, la bande interdite photonique d'une structure à tiges d'As₂Se₃ obtenue à la figure IV -20, fait apparaître une bande interdite comprise entre 0.369 et 0.4693, ainsi le gap est plus centré sur la longueur d'onde 1.55μm.

V-2-2- Détermination du spectre de transmission

La structure modélisée dans cette optimisation est illustrée à la figure IV -17. En comparaison avec la jonction en T présentée par M. Danaie et all [22], le rayon des tiges au voisinage du guide d'onde d'entrée est réduit progressivement par r_2 , r_4 et r_5 . En créant une tige du rayon $r_1=0.0075a$ à la position centrale et une augmentation de la taille des tiges au voisinage du guide d'onde de sortie par r_3 . L'indice de réfraction des tiges du Si est 3.46 pour des longueurs d'onde voisines de 1550 nm. Le diviseur de puissance en forme T comprend deux sorties, port 1 et port 2 et une seul entrée.

D'après la simulation par le module Fullwave, la distribution spatiale du champ électrique E_z dans la jonction correspondant aux longueurs d'onde à la sortie des ports 1 et 2 est représentée sur la figure IV -21-(a). Sur cette figure, il est clairement visible que l'onde de longueurs d'onde 1550 nm appliquée au port d'entrée est extraite du guide d'onde d'entrée et divisée aux guides d'ondes de sortie. Selon le calcul du spectre de transmission qui est montré sur la figure IV -21-(b), la bande passante est considérée comme la région où le coefficient de transmission est supérieur à 98% (49% pour chaque port de sortie).

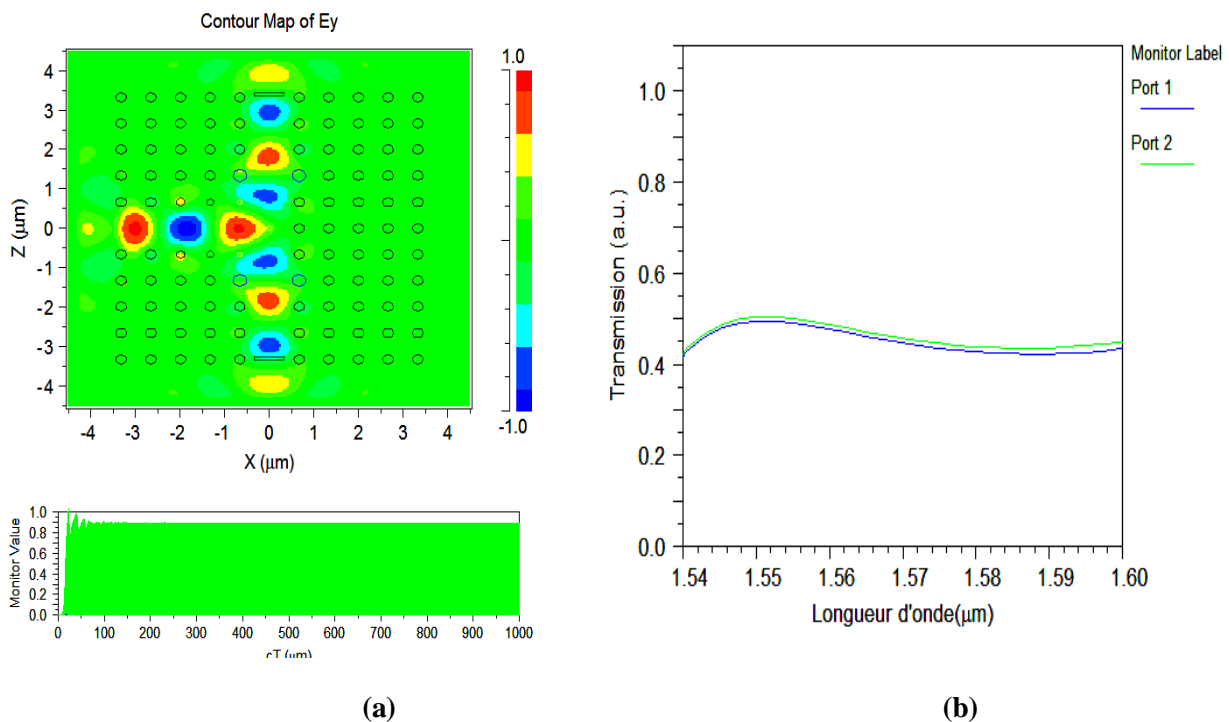


Figure IV -21: Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges du Si
 (a)- Distribution spatiale du champ dans la jonction T
 (b)- Spectre de transmission de deux ports de sorties

Dans la figure VI -22, un cristal photonique 2D à réseau carré avec des tiges circulaire d'Arсениc de gallium est utilisé pour créer une structure de type diviseur de puissance en forme T, où l'indice de réfraction de GaAs est d'environ 3,8 pour des longueurs d'onde voisines de 1550 nm. Cette figure montre le profile de propagation du champ électrique selon l'axe z (figure VI -22-(a)) et le spectre de transmission par unité arbitraire dans la jonction optimisée (figure VI -22-(b)). Les deux figures sont obtenues à l'aide du simulateur fullwave par la méthode FDTD avec les conditions aux limites de couches absorbantes parfaitement adaptée (PML). D'après ces figures, pour cette plage de longueur d'onde, le mode est très clairement confiné dans le défaut du réseau qui agit efficacement comme deux guides d'ondes linéaires au niveau de la sortie formant la jonction en T. La transmission spectrale est optimisée jusqu'à 95.4% dans la longueur d'onde optique $\lambda=1550\text{nm}$ et peut être moins de 90% dans la longueur d'onde $\lambda=1600\text{nm}$.

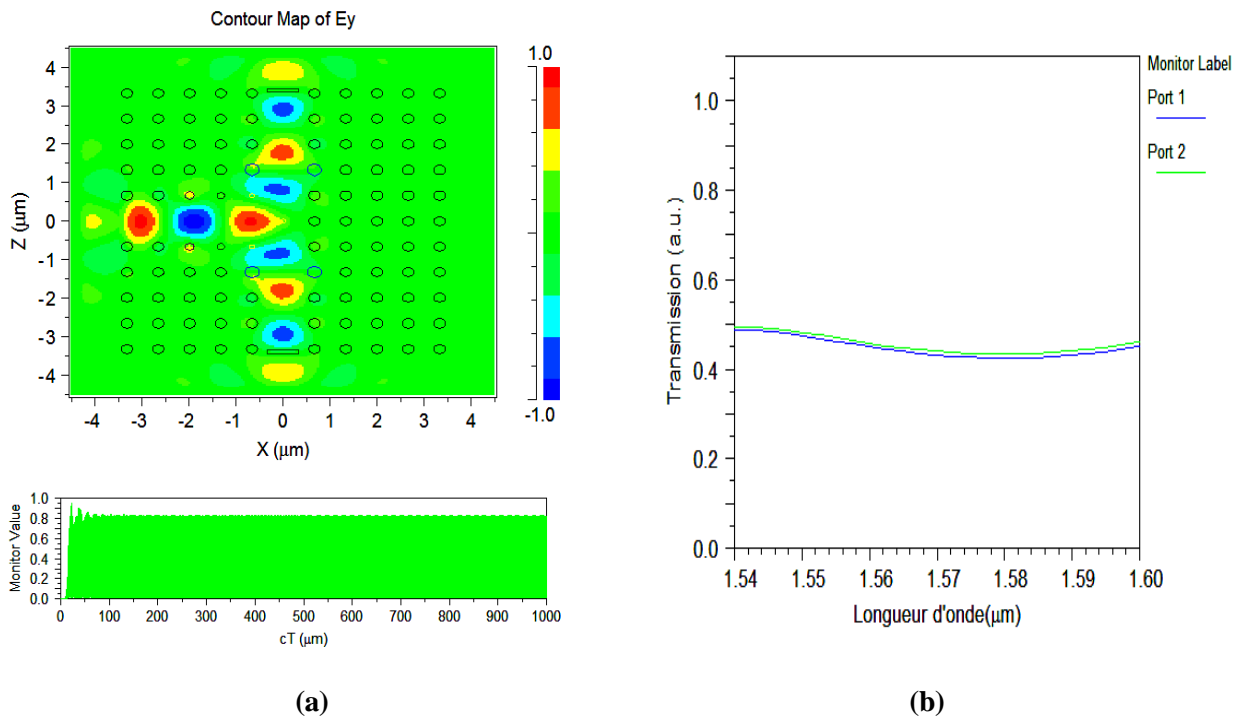


Figure IV -22: *Diviseur de puissance d'un réseau carré à tiges de GaAs*
 (a)- *Distribution spatiale du champ dans la jonction T*
 (b)- *Spectre de transmission de deux ports de sorties*

La figure IV -23 donne la variation du spectre de transmission par unité arbitraire pour les deux ports de sortie en fonction de longueur d'onde et la distribution spatiale du champ électrique pour une excitation de type onde gaussienne (CW). Dans cette conception, nous avons pu constater qu'avec la structure optimisée, qui est basée sur la jonction T à deux

sorties, un effet de diviseur de puissance est donc possible. Cette structure représente un taux de transmission jusqu'à 49.4% pour le port de sortie 1 et pour le port de sortie 2 jusqu'à 49.6% dans la plage de la longueur d'onde d'environ $1.55\mu\text{m}$. Cette topologie d'optimisation du diviseur de puissance engendrée une meilleure réponse spectrale de puissance transmise par rapport aux autres travaux [21,22]. En effet, un point très important doit être pris en considération, c'est la nature du matériau, celle-ci doit être choisie judicieusement afin d'éviter toutes les réflexions et la réduction spectrale de transmission dans la sortie des guides d'onde linéaire.

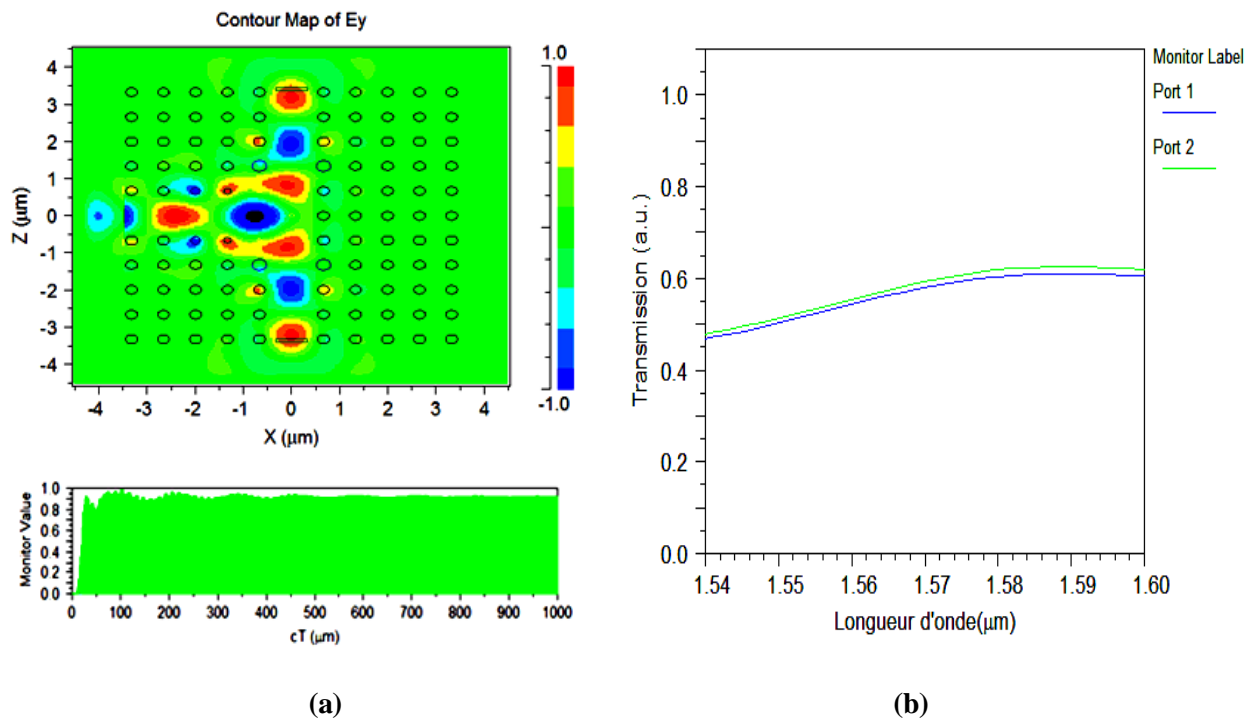


Figure IV -23: *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges d'As₂Se₃*
 (a)- *Distribution spatiale du champ dans la jonction T*
 (b)- *Spectre de transmission de deux ports de sorties*

V-3- Optimisation du spectre de transmission avec un rapport $r/a = 0.175$

V-3-1- Topologie d'optimisation du diviseur de puissance

Dans cette modélisation, nous préférons le même diviseur de puissance en forme T à base d'un cristal photonique 2D à réseau carré. Cette structure est composée des 11×11 tiges d'As₂Se₃ dans l'air, où la taille du diviseur est $8\mu\text{m} \times 8\mu\text{m}$ (figure IV -25). Les trois tiges centrées en couleur jaune ont un rayon $r_1 = 0.077a$, où a est la période du réseau carré.

Les grandeurs du cristal photonique bidimensionnel sont choisies pour ouvrir une bande interdite au voisinage de la gamme de longueur d'onde souhaitée et sont représentées dans le tableau VI -7.

La constante de maille ' a ' et le rayon des tiges centrées sont des paramètres qui peuvent être modifiés. En effet, cette topologie d'optimisation doit être bien adaptée pour améliorer les propriétés optiques du diviseur de puissance.

Paramètres	Valeurs
Forme des tiges	Circulaire
Réseau de structure	carrée
Constante de réseau a	664.8nm
Rayon des tiges r	$0.18a$
Rayon r_1	$0.077a$
Rayon r_2	$0.077a$
Rayons r_3	$0.225a$
Rayons r_4	$0.121a$
Rayons r_5	$0.142a$

Tableau IV -7 : Tableau présentatif des paramètres structuraux optimisés du diviseur de puissance

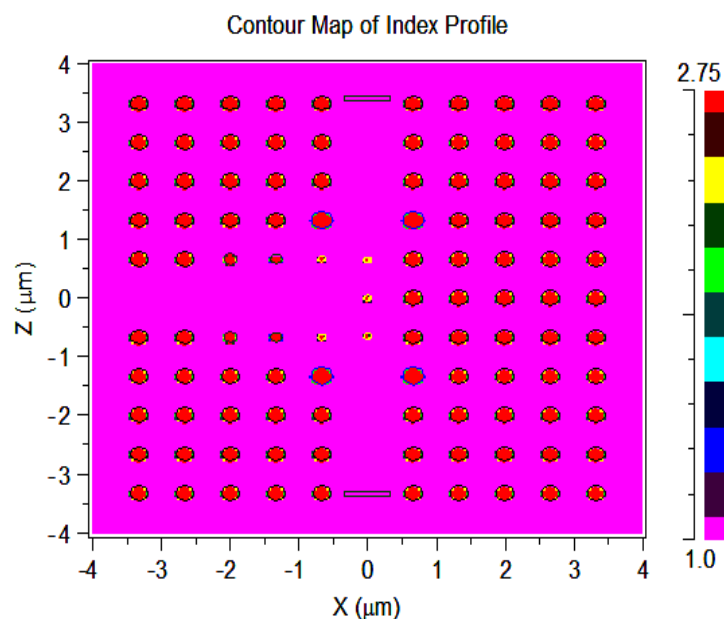


Figure IV -24: Le profil d'indice de réfraction des tiges en l'air pour un diviseur de puissance en forme T (T-Shaped)

Afin de déterminer les paramètres optimaux dans la structure, nous allons d'abord optimiser la position des tiges dans le centre d'intersection, ensuite, la transmission sera améliorée en changeant la période du réseau à chaque simulation par ces valeurs $a=660\text{nm}$, $a=665\text{nm}$, $a=670\text{nm}$, $a=675\text{nm}$ et $a=680\text{nm}$. Dans cette modélisation on prend en compte le simulateur RSoft-CAD avec leurs modules BeamPROP et Fullwave. La figure IV -24 montre le profil d'indice de réfraction $n = 2.75$ des tiges d'As₂Se₃ en l'air obtenu à l'aide du module BeamPROP, pour une structure optimisée en forme T.

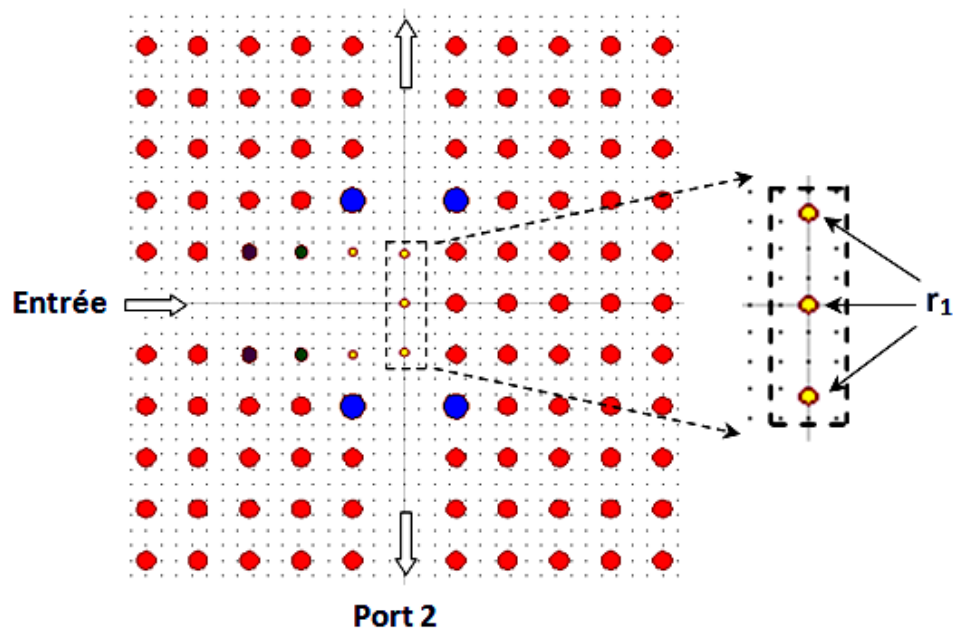


Figure IV -25: Structure optimisée d'un diviseur de puissance en forme T (T-Shaped)

Les caractéristiques de transmission du diviseur optimisé et le champ de la propagation des ondes électromagnétiques dans la jonction ont été simulées avec la technique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) utilisant les couches parfaitement adaptées (PML) comme conditions de frontières absorbantes.

V-3-2- Détermination du spectre de transmission

V-3-2-1- Détermination du spectre de transmission avec une période du réseau $a=660\text{nm}$

Nous avons proposé un diviseur de puissance à jonction en T amélioré pour la polarisation TE. Pour illustrer l'optimisation de notre structure, nous montrons la distribution spatiale du champ électrique sur la figure III- 26-(a) et le spectre de transmission en fonction de longueur d'onde dans l'intervalle optique 1540nm et 1600nm sur la figure IV - 26-(b).

Les résultats de cette simulation avec une valeur des paramètres du réseau égale $a=660\text{nm}$, montrent que la jonction T ne peut fournir que 87% de la transmission de l'incidence de l'onde lumineuse à la longueur d'onde $\lambda= 1.55\mu\text{m}$, c'est-à-dire une transmission de 43% pour le port de sortie 1 et 44% pour le port de sortie 2 et que le reste de la lumière est réfléchi.

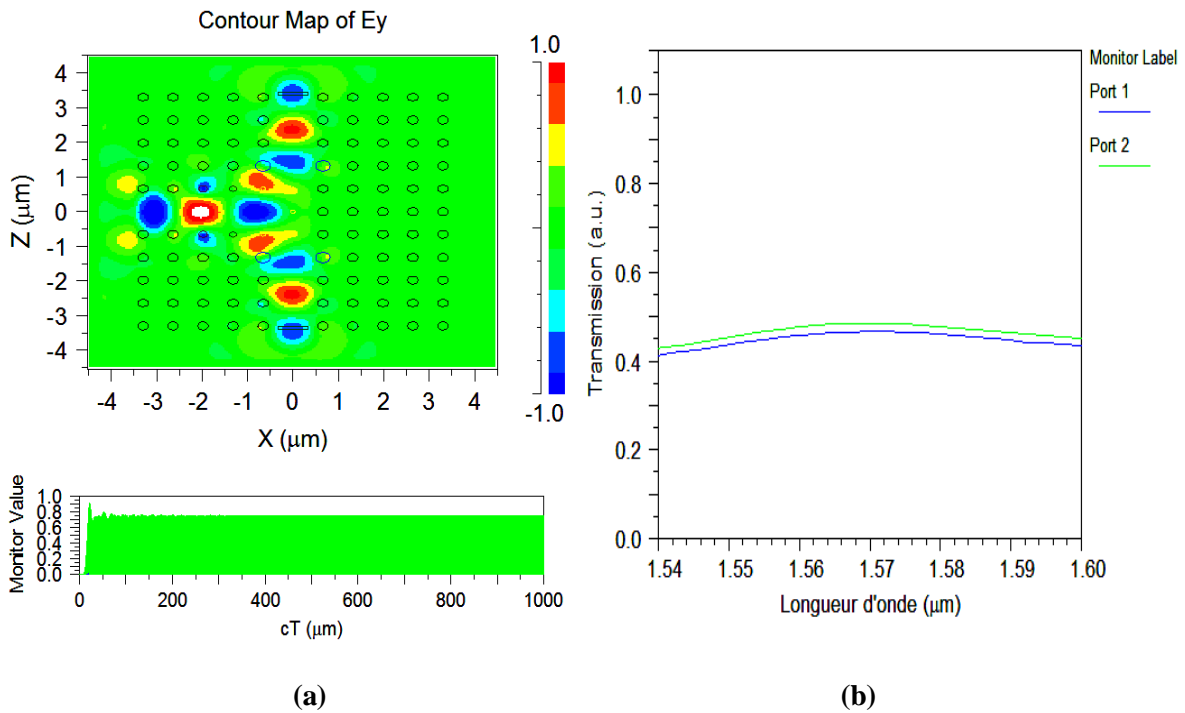


Figure IV -26: *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges circulaires d'indice de réfraction $n= 2.75(\text{As}_2\text{Se}_3)$ et période $a=0.660\mu\text{m}$*
 (a)- *Distribution spatiale du champ dans la jonction T*
 (b)- *Spectre de transmission de deux ports de sorties*

V-3-2-2- Détermination du spectre de transmission avec une période $a=665\text{nm}$

La figure IV -27-(a) représente le profil de la composante E_z dans le plan d'un cristal photonique bidimensionnel en jonction T. Ce diviseur de puissance à deux guides d'ondes de sortie est le plus sensible à une constante du réseau $a=665\text{nm}$, où le champ électrique régnant est le plus intense dans la jonction (un bon confinement). Cela signifie que la région de tiges proche d'intersection est plus sensible dans le plan du cristal photonique, que dans les guides d'ondes linéaire de sortie.

La figure IV -27-(b) illustre le résultat de la simulation obtenue par le module fullwave d'un diviseur en T qui montre clairement une augmentation de taux de transmission obtenue

dans toute la gamme de longueur d'onde [1550 -1570] nm dans les deux ports de sortie. Au-delà de cette intervalle, le maximum de transmission ne dépasse pas 43% à longueur d'onde $\lambda= 1600\text{nm}$. Cette optimisation de la jonction T délivrée une densité de puissance égale 92%.

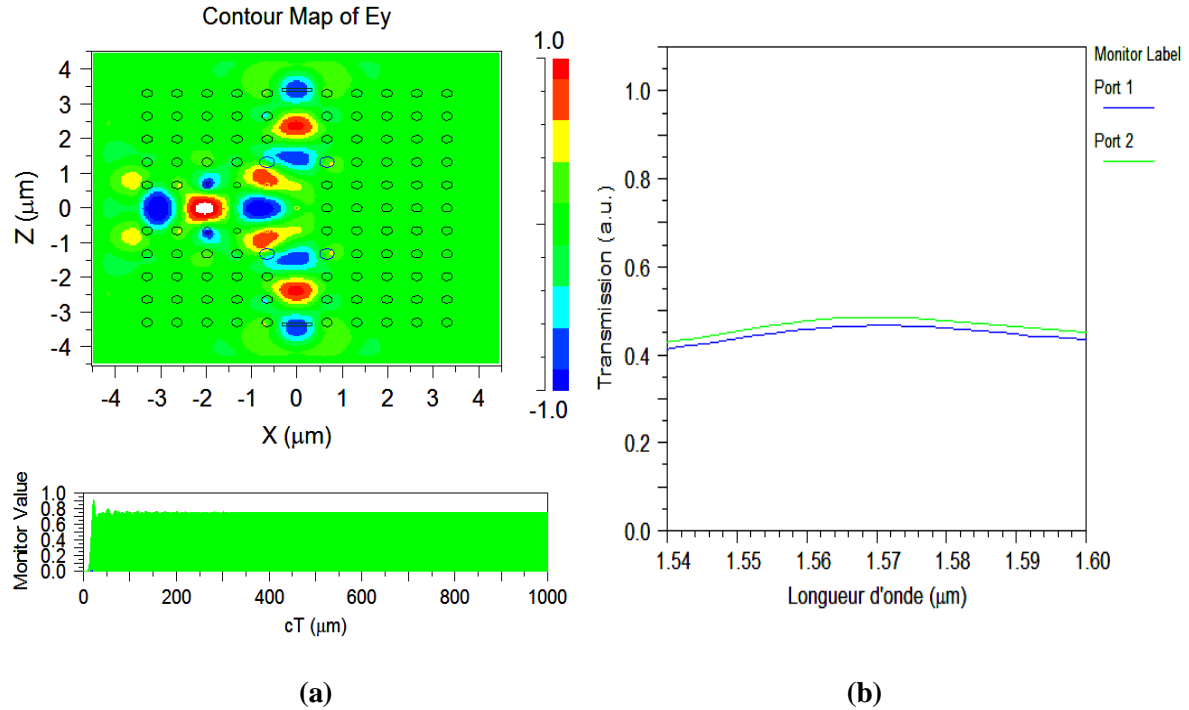


Figure IV -27: *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges circulaires d'indice de réfraction $n= 2.75(\text{As}_2\text{Se}_3)$ et période $a=0.665\mu\text{m}$*
 (a)- *Distribution spatiale du champ dans la jonction T*
 (b)- *Spectre de transmission de deux ports de sorties*

V-3-2-3- Détermination du spectre de transmission avec une période $a=670\text{nm}$

Une conception du diviseur de puissance à cristal photonique 2D optimisée avec une constante du maille $a=670\text{nm}$ est décrite. Selon la figure IV-28-(b), les puissances transmises à chacune des sorties sont presque égales à 49% de la puissance d'entrée. En effet, le taux de transmission est très élevé et d'environ 98% pour la longueur d'onde de 1550 nm et augmentent progressivement jusqu'à la plage de la longueur d'onde à plus de 1600nm. Ainsi le développement de la densité lumineuse au niveau de sorties de chaque guide d'onde est observé sur la figure VI -28-(a), où les ports de sortie reçoivent des parties identiques de la puissance incidente d'entrée.

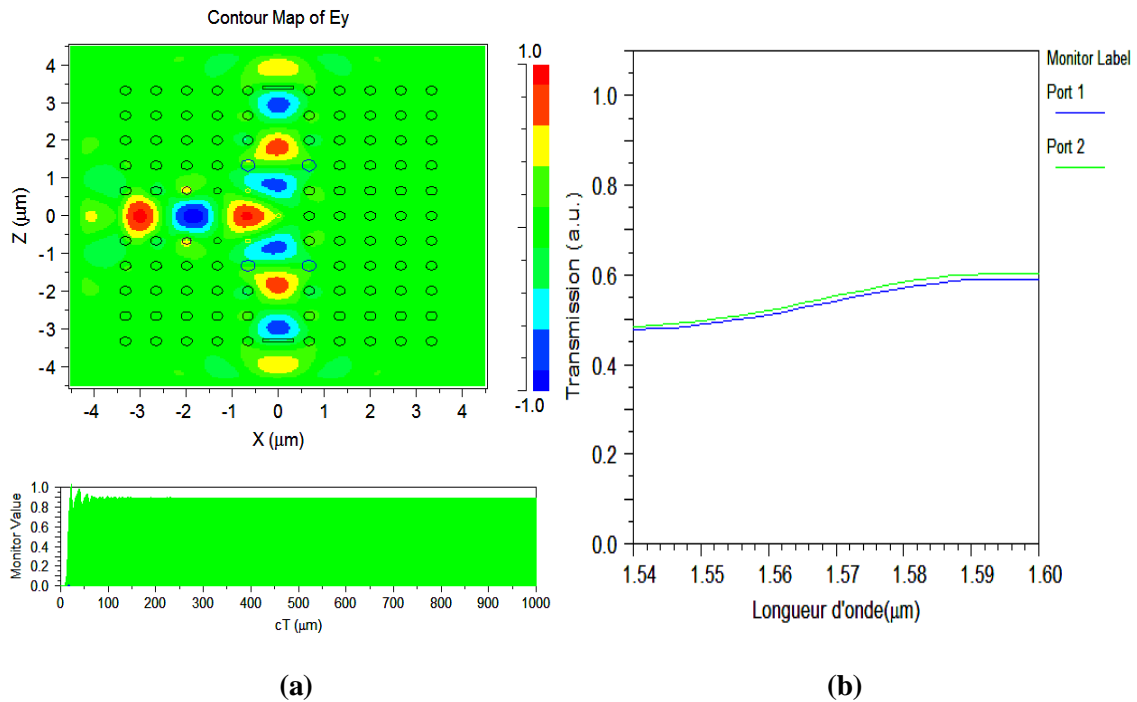


Figure IV -28: *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges circulaires d'indice de réfraction $n=2.75(As_2Se_3)$ et période $a=0.670\mu m$*
 (a)- *Distribution spatiale du champ dans la jonction T*
 (b)- *Spectre de transmission de deux ports de sorties*

V-3-2-4- Détermination du spectre de transmission avec une période $a=675nm$

En augmentant dans cette modélisation la période du cristal jusqu'à $a=675nm$ pour avoir plus une meilleur réponse spectrale de transmission et moins des pertes d'énergie de puissance au niveau du guide d'onde de la jonction. Avec une simulation par le module fullwave associé à la méthode d'analyse FDTD, les profils de la transmission dans les deux ports de sorties, obtenus numériquement pour ce diviseur en polarisation TE, sont reportés sur la figure IV.29-(b). Ainsi l'amélioration de la propagation de l'onde lumineuse dans la structure optimisée est bien observée à l'itération 1000 sur la figure IV.29-(a). En effet, l'onde de type gaussienne incidente au niveau de la jonction T est guidée suivant le couloir des défauts, créant des modes guidée (mode fondamental) sans perte, confinée et transmise dans le défaut linéique moins réflexion. L'accroissement du taux de transmission est calculé pour la gamme $[1.54\mu m-1.60\mu m]$ de la bande passante. Par conséquent, l'efficacité est très élevée et d'environ 99.2% pour la longueur d'onde de 1550 nm.

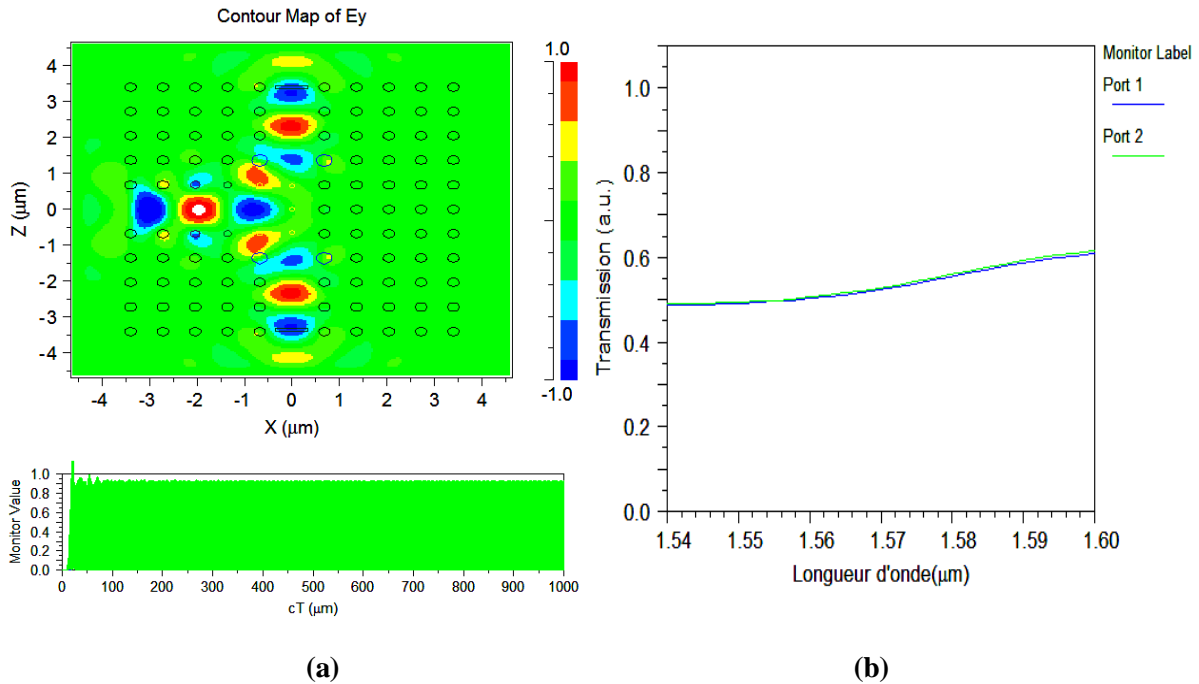


Figure IV -29: *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges circulaires d'indice de réfraction $n = 2.75(\text{As}_2\text{Se}_3)$ et période $a=0.675\mu\text{m}$*
 (a)- *Distribution spatiale du champ dans la jonction T*
 (b)- *Spectre de transmission de deux ports de sorties*

V-3-2-5- Détermination du spectre de transmission avec une période $a=680\text{nm}$

Dans cette étude, le diviseur de puissance en forme T à tiges de verre de chalcogénure consiste à en une période du réseau cristal égale $a=0.680\mu\text{m}$, pour élargir la bande passante et agrandir le taux de la transmission, ainsi qu'étaler l'onde lumineuse à la sortie de jonction. Une onde gaussienne correspondant au mode interdit dans le réseau est excrétée avec une puissance unitaire appliquée au niveau du guide d'entrée et diviser avec un excellent confinement dans la jonction entre les deux ports de sorties. Du point de vue de simulation, les résultats obtenus sont rapportés sur la figure IV -30. D'après cette figure, le rapport de transmission de la lumière incidente sera supérieur à 49.9% pour des longueurs d'onde comprises entre 1550 et 1640 nm et un bon perfectionnement parallèle de l'intensité lumineuse pour les deux ports de sortie. En particulier, ce diviseur assure une séparation de puissance de près de 50% pour la longueur d'onde la plus fonctionnelle de 1550 nm.

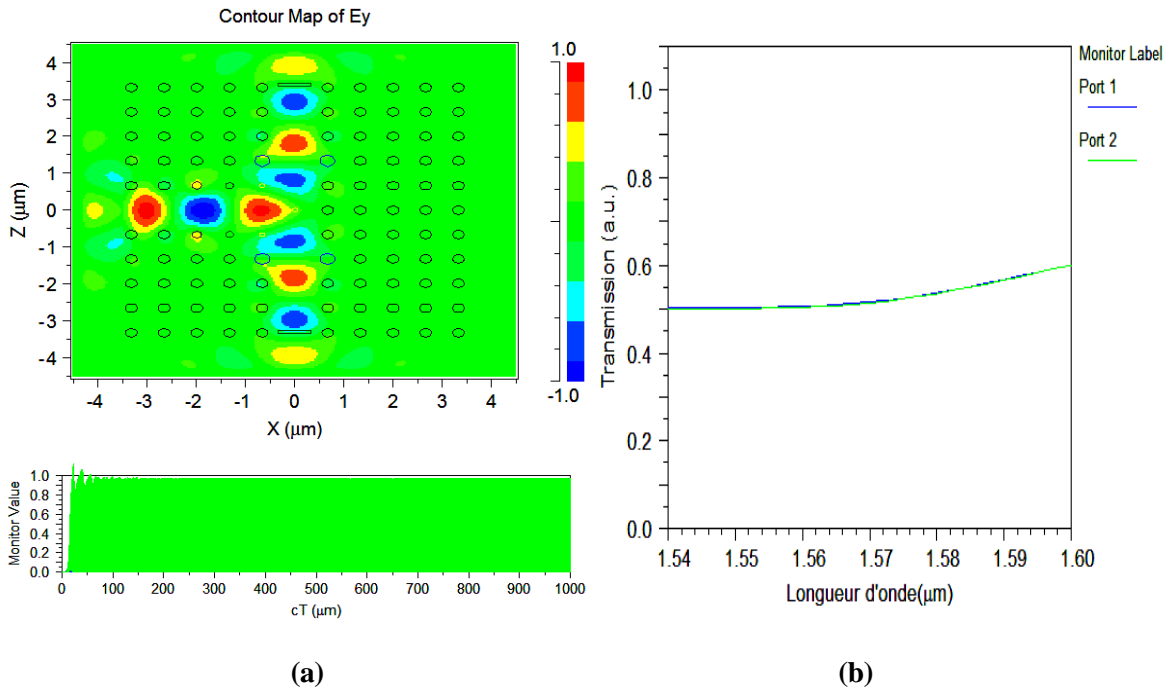


Figure IV -30: *Diviseur de puissance d'un réseau carrée à tiges circulaires d'indice de réfraction $n = 2.75(\text{As}_2\text{Se}_3)$ et période $a = 0.680\mu\text{m}$*
 (a)- *Distribution spatiale du champ dans la jonction T*
 (b)- *Spectre de transmission de deux ports de sorties*

VI- Conclusion

Ce chapitre consiste à modéliser un diviseur de puissance à cristaux photoniques bidimensionnels à base d'un matériau de verre de chalcogénure As_2Se_3 . Le travail a été décomposé en plusieurs simulations :

- En premier lieu nous avons étudié la largeur de la bande interdite photonique (BIP) pour quelque matériaux semiconducteurs (Si , GaAs , As_2Se_3 et $\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{60}$), concernant les structures périodiques bidimensionnelles pour deux réseaux : carré et triangulaire.
- Ensuite, nous avons étudié les différents types de guides d'onde linéaires dont les propriétés de guidage en longueur d'onde dans la gamme située à environ $1550\mu\text{m}$. Les propriétés de ces guides ont été modélisées par le simulateur commercial Rsoft-CAD, qui utilise la méthode des ondes planes PWE et la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions FDTD-2D.

- Après, nous avons étudié un diviseur de puissance optimisé à base d'un cristal photonique bidimensionnel, où le cristal est une structure périodique déconnectée en forme T, est basée sur la réduction graduelle de la taille de tige diélectrique. Cette optimisation a pour un but d'améliorer les propriétés spectrales de la transmission et avoir une puissance adéquate à la sortie des ports de la jonction dans la bande passante [1540nm-1600nm]. Nous avons eu un taux d'environ de 99% dans la longueur d'onde optique $\lambda = 1550\text{nm}$, avec une répartition remarquable d'énergie de puissance en deux ports de sortie.
- La structure jonction T optimisée ensuite, est basée sur le couplage entre les deux bras de guide avec trois tiges situées au milieu des guides linéaires. Du point de vue de simulation par le module fullwave, le diviseur optimisé autorise le passage de la lumière selon deux directions avec un excellent confinement au niveau de couplage. Ainsi la jonction transmet près de 99.80% (49.9% de chaque branche) de la lumière d'entrée dans la longueur d'onde de 1550 nm.

En particulier, le dispositif proposé montre une efficacité de division d'énergie de puissance plus élevée et une plage de planéité plus large du spectre de la bande passante avec un taux moyen plus de 99%, par rapport aux travaux antérieurs. Ce diviseur de puissance ayant la priorité et la capacité d'être appliqué dans les futurs dispositifs en nanotechnologies.

Bibliographies

- [1] A. Benmerkhi, M. Bouchemat ,T. Bouchemat, “Design of Photonic Crystal Demultiplexer for Optical Communication Application”, Scientific & Academic Publishing Nanoscience and Nanotechnology, 6(1A): 29-3, 2016.
- [2] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, and N. Paraire, “ Numerical optimization of high-*Q*-factor photonic crystal microcavities with a graded air lattice “, **Journal of the Optical Society of America B** Vol. 28, pp. 336-341, 2011
- [3] E. Shaik and N. Rangaswamy, “Improved design of all-optical photonic crystal logic gates using T-shaped waveguide”, *Optical and Quantum Electronics* 48(1), 2016
- [4] **Optical Solutions Group Distributors , 'BandSOLVE Product Overview, Synopsys , Inc. All Rights Reserved , 2018.**
<https://www.synopsys.com/optical-solutions/rsoft/passive-device-bandsolve.html>
- [5] M. Spurny, “Photonic crystal waveguides in chalcogenide glasses”, Thesis of Doctorate, University of St. Andrews, 2011
- [6] M. Spurny, L. O’Faolain, D. A. P. Bulla, B. Luther-Davies, and T. F. Krauss, ”Fabrication of low loss dispersion engineered chalcogenide photonic crystals”, Vol. 19, No. 3, *Optical Society of America*, 2011.
- [7] **D. Freeman, C. Grillet, M. W. Lee, C. L.C. Smith, Y. Ruan, A. Rode, M. Krolikowska, S. Tomljenovic-Hanic, C. Martijn de Sterke, M. J. Steel, B. Luther-Davies, S.Madden, D. J. Moss, Y. Lee, B. J. Eggleton, “Chalcogenide glass photonic crystals”, *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications* Vol 6, Issue 1, Pag 3-11, 2008.**
- [8] **A. B. Seddon, “Chalcogenide Glasses - a Review of Their Preparation, Properties and Applications”, *Journal of Non-Crystalline Solids* Vol. 184, Pag 44-50, 1995.**
- [9] J. P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves”, *Journal of Computational Physics*, vol. 127, no. 2, pp. 363-379, 1996.
- [10] J. D. Joannopoulos, R.D.Meade and J.N.Winn, “Photonic crystals : Modeling.the flow of light”, Princeton University Press, Princeton 1995.
- [11] H. Saghaei, A. Zahedi, R. Karimzadeh, F. Parandin, “Line defects on As₂Se₃-Chalcogenide photonic crystals for the design of all-optical power splitters and digital logic gates”, *Superlattices and Microstructures*, 133-138, 2017.
- [12] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, R. D. Meade, and J. N. Winn, “Photonic Crystals: Molding the Flow of Light”, second edition, Princeton University Press, Princeton 2008.
- [13] A. Bhargava, B. Suthar, “Transmission characteristics of Chalcogenide Glass photonic crystal at terahertz frequencies”, *International Journal of Photonics and Optical Technology*, Vol. 2, Iss. 4, pp. 14-15, 2016
- [14] R. Cherif, A. Ben Salem, M. Zghal, P. Besnard, Th. Chartier, L. Brilland, J. Troles, “Highly nonlinear As₂Se₃-based chalcogenide photonic crystal fiber for midinfrared supercontinuum generation”, *Optical Engineering* Vol. 49(9), 2010.
- [15] C.YangLiu, “Electro-optical modulation in two-dimensional photonic crystal linear waveguides”, *Physica E: Low-dimensional systems and nanostructures*, Vol. 46, Pag177-81, 2012.
- [16] L. Dekkiche, R. Naoum, Optimisation design of 90-degree bend in two dimensional photonic crystal waveguides *Journal of Applied Sciences* 8 (13): 2449-2455, 2008.
- [17] H.Z. Wang, W.M. Zhou, “A 2D rods-in-air square-lattice photonic crystal optical switch”, *Journal of Opik*, 0030-4026, 2010.

- [18] Zhen Hu and Ya Yan Lu, "Simple boundary condition for terminating photonic crystal waveguides", **Journal of the Optical Society of America B**, Vol. 29, pp. 1356-1360, 2012.
- [19] Li, Jiu-sheng, "Fast-response terahertz wave switch based on T-shaped photonic crystal waveguide", *Journal of Optik* 3221–3223, 2014.
- [20] E. haq Shaik, N. Rangaswamy, "Investigation on PhC based T-shaped waveguide as all-optical XOR, NOT, OR and AND logic gates", *IEEE International Conference on Industrial and Information Systems (ICIIS)*, 2017.
- [21] S. Foghani, H. Kaatuzian, M. Danaie, "Simulation and design of a wideband T-shaped photonic crystal splitter", *Optica Applicata*, Vol. XL, No. 4, 2010.
- [22] M. Danaie, R. Nasirifar, A. Dideban, "Design of adjustable T-shaped and Y-shaped photonic crystal power splitters for TM and TE polarizations", *Turkish Journal of Electrical Engineering & Computer Sciences*, 25: 4398- 4408, 2017.
- [23] C. P. Yu and H. C. Chang, "Finite-Difference Frequency-Domain Analysis Of Novel Photonic Waveguides", *Opt. Express*, vol. 12, pp. 6165–6177, 2004.

CONCLUSION

GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Les dispositifs à cristaux photoniques (CPHs) font partie des nombreux cadres de mise en œuvre des circuits intégrés optoélectroniques grâce à leurs caractéristiques uniques qui est guider et confiner la lumière lorsque sa longueur d'onde est dans la région de bande interdite photonique (BIP). Dans cette thèse nous présentons un ensemble de travaux qui s'appuient sur la conception et le développement de nouveaux composants à base des cristaux photoniques 2D pour des applications dans les télécommunications et le traitement du signal optique à haute cadence et de leur intégration au sein de circuits photoniques.

Du point de vue de recherche, l'originalité de ce travail repose sur la réalisation des structures à base des cristaux photoniques bidimensionnels en géométries guides d'onde haute transmission spectrale. Pour atteindre de tels objectifs, nous avons préféré développer et optimiser un diviseur de puissance à base des verres de chalcogénure.

Du point de vue modélisation, il est très important pour un meilleur taux de transmission optique d'avoir une bonne convergence des résultats numériques, en utilisant une technique qui repose sur la résolution des équations de Maxwell aux différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions FDTD-2D et une méthode de décomposition des ondes planes PWE, qui sont parfaitement adaptées à l'étude de structures à base de cristaux photoniques. En effet, du point de vue simulation des composants photoniques guidantes, le logiciel commercial RSoft-CAD est pris en compte avec leurs modules : BandSOLVE, BemPROP et fullWAVE.

Dans ce travail de thèse, nous avons axé nos recherches sur la mise au point de plusieurs études :

- ◆ En premier axe, nous avons étudié les structures à cristaux photoniques 2D en réseau carré et en réseau triangulaire par le calcul et la présentation des différents diagrammes de bandes interdites en deux modes de polarisation TE et TM. Nous avons appliqué les deux techniques numériques avec un choix adéquat des paramètres géométriques du cristal photonique tel que l'indice de réfraction et la taille des tiges/trous circulaires. En plus, le rapport r/a a un rôle important dans ces structures avec les matériaux semiconducteurs (Si : Silicium, GaAs : Arsenic de gallium, As_2Se_3 : Chalcogénure d'Arsenic et $Ge_{28}Sb_{12}Se_{60}$: Chalcogénure de Germanium), L'étude a été effectuée avec la variation de la longueur d'onde en fonction du changement de paramètre de maille pour chaque structure. Au delà d'une certaine limite de la longueur d'onde, les verres de

chalcogénure représentent une gamme optique [1300,1800] nm, très intéressante dans le domaine des télécommunications

- ◆ Dans l'objectif d'améliorer le mécanisme du guidage optique dans les structures périodiques, nous avons développé des dispositifs en géométrie de guides d'onde linéaire à base des verres de chalcogénure pour avoir un bon confinement de la lumière. Un guide d'onde linéaire, un guide courbé à 90°, un guide d'onde en forme T et d'intersection ont été réalisés dans une structure déconnectée à réseau carré et sont modélisés par la méthode FDTD.
- ◆ En deuxième lieu, nous avons orienté nos études sur la mise au point des nouvelles structures à guide d'onde photonique en forme T créant un diviseur de puissance. Une topologie de ces composants a été démontrée pour élargir la bande passante avec une bonne réponse spectrale de puissance transmise. L'étude a été effectuée sur la plus large des bandes interdites photoniques de chaque structure, en tenant compte du choix convenable des paramètres structuraux afin d'ouvrir la bande interdite photonique au voisinage de la gamme de longueur d'onde souhaitée.

Cette modélisation représente :

- ✓ Une optimisation de structures en forme de T à base d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau carré a été étudiée, où le diviseur de puissance est une structure déconnectée consistant en deux ports de sortie et une entrée uniquement. Cette topologie montre que dans le cas de la plus large bande passante [1540nm-1600nm] pour une jonction T à base de verre chalcogénure (As_2Se_3), nous pouvons avoir un rapport de transmission de la lumière incidente égale à 99% dans la longueur d'onde optique $\lambda = 1550nm$, avec un excellent confinement de la lumière dans le diviseur.
- ✓ Une nouvelle topologie pour la réalisation de séparateur de puissance optique à cristaux photoniques 2D pour le mode TE a été proposée avec plusieurs améliorations structurelles appliquées au niveau de la jonction T. La structure présentée peut être utilisée pour diviser la puissance d'entrée avec un meilleur rapport souhaité sur les ports de sortie, où le taux d'accroissement d'énergie de puissance transmise est supérieur à 99.8% pour la longueur d'onde optique $\lambda = 1550nm$ avec une bonne efficacité de division de l'énergie de puissance dans chaque guide d'onde au niveau de la sortie.

En effet de nos jours, les verres de chalcogénure ne sont pas moins importants par rapport aux semi-conducteurs à cause de leurs propriétés optiques les plus particulières, mais d'autre part leur fabrication est délicate du fait d'un besoin de pureté très important dans le verre.

Du point de vue des applications en nano-technologies, les diviseurs de puissance à base des verres de chalcogénure peuvent être des candidats substantiels pour les futurs circuits intégrés photoniques, comme les portes logiques toute optiques qui sont des éléments clés de différentes techniques de traitement des signaux et des systèmes informatiques optiques.

RÉSUMÉ

Les guides d'ondes à CPhs 2D jouent un rôle important dans la réalisation des circuits optiques intégrés très denses. Ils sont considérés comme des structures appropriées pour la création de processeurs optoélectronique en raison de leurs faibles pertes et de leur grande capacité à guider et contrôler la lumière. Les géométries des guides d'ondes en forme T (T-Shaped) constituent le premier étage des systèmes de diviseur de puissance permettant la construction des circuits de calcul numérique entièrement optiques. L'objectif de ce travail s'inscrit dans le cadre de l'ensemble des études menées en plusieurs structures en géométries des guides d'onde à base des CPhs 2D telles que : guide linéaire W1, guide courbé à 90° et la jonction en forme T, qui présentent un minimum des pertes. Le recours à la méthode des différences finies résolues dans le temps FDTD et la méthode de compositions en ondes planes PWE qui sont nécessaires pour leur efficacité dans la modélisation des dispositifs en géométrie guide d'onde. Pour obtenir une performance appropriée, le diviseur en forme T doivent être conçus pour avoir la plus faible réflexion au niveau de la jonction. En effet, une nouvelle topologie pour la réalisation d'un diviseur de puissance optique à base d'un cristal photonique 2D a été démontrée, en utilisant le logiciel Rsoft-CAD avec ses modules de simulation. Il a été montré qu'en créant un diviseur de puissance à base d'un verre de chalcogénure avec une amélioration structurelle concernant la taille des tiges et le paramètre de maille et en introduisant des tiges supplémentaires au centre de la jonction T, le taux de la réponse spectrale de la lumière transmise sera supérieur à 99.8% dans la longueur d'onde optique $\lambda = 1550\text{nm}$. Notamment, cette topologie représente un excellent confinement de l'onde lumineuse de telle sorte que le diviseur optimisé représente un bon perfectionnement parallèle de la transmission de puissance au niveau de la sortie. En comparaison avec les travaux antérieurs, cette structure montre une division d'énergie de puissance plus agissante avec une large bande passante [1540-1600]nm. Cette structure à une activité récente et diverse dans la conception de circuits de traitement de signaux tout optique, les systèmes informatiques optiques et les fonctions logiques : XOR, AND,.....

Mots-clé : PWE, FDTD, CPhs 2D, guide d'onde, jonction T

ABSTRACT

2D CPh waveguides play an important role in the realization of very dense integrated optical circuits. They are considered appropriate structures for the creation of optoelectronic processors because of their low losses and their great ability to guide and control light. T-Shaped waveguide geometries constitute the first stage of power divider systems for the construction of completely optical digital computing circuits. The objective of this work is in the framework of all the studies carried out in several structures in geometries of waveguides based on 2D CPhs such as: linear guide W1, 90 ° curved guide and the junction in form T, which have a minimum of losses. The use of the FDTD time resolved finite difference method and the PWE plane wave composition method which are necessary for their efficiency in modeling devices in waveguide geometry. For proper performance, the T-shaped divider must be designed to have the lowest reflection at the junction. Indeed, a new topology for the realization of an optical power divider based on a 2D photonic crystal has been demonstrated, using the software Rsoft-CAD with its simulation modules. It has been shown that by creating a chalcogenide glass power divider with a structural improvement in stem size and mesh parameter and by introducing additional rods at the center of the T junction, the rate of the spectral response of the transmitted light will be greater than 99.8% in the optical wavelength $\lambda = 1550\text{nm}$. In particular, this topology represents an excellent confinement of the light wave so that the optimized divider represents a good parallel improvement of the power transmission at the output. Compared with previous work, this structure shows a more powerful power-energy division with a wide bandwidth [1540-1600] nm. This structure has a recent and diverse activity in the design of all-optical signal processing circuits, optical computer systems and logical functions: XOR, AND,

Keys-words: PWE, FDTD, CPhs 2D, waveguide, T junction

الملخص

تلعب الموجهات الموجية 2D-CPh دورًا مهمًا جدًا في تحقيق دارات الضوئية المدمجة. وتعتبر هياكل مناسبة لإنشاء معالجات إلكترونية بسبب قلة الضياع وقدرتها الكبيرة على توجيه الضوء والتحكم فيه. يعد الموجه الموجي على شكل T في المرتبة الأولى من أنظمة مقسمات القدرة الكهربائية لإنشاء دارات حسابية رقمية بصرية كاملة.

يتمثل الهدف من هذا العمل في مجموعة الدراسات التي أجريت في العديد من الهياكل في هندسيات الموجهات الموجية على أساس البلور الفوتوني ثنائي الأبعاد مثل: الموجه الخطي W1، الموجه منحني بزواوية 90 درجة و الموجه على شكل حرف T، الموجه على شكل تقاطع والتي تقدم الحد الأدنى من الضياعات. استخدام طريقة FDTD للفروق المحددة بدلالة الوقت وطريقة تكوين الموجة المستوية PWE ضرورية لكفاءتها في تصميم هندسة الموجه الموجي. لتحقيق الأداء السليم، يجب تصميم المقسم على شكل حرف T بحيث يكون لديه أدنى انعكاس عند التقاطع. وبالفعل، فقد تم توضيح منهجية جديدة لإيجاد مقسم طاقة ضوئي قائم على بلورة فوتونية ثنائية الأبعاد، باستخدام برنامج Rsoft-CAD مع وحدات المحاكاة. على وجه الخصوص، فقد تبين أنه من خلال إنشاء مقسم طاقة زجاجي مع تحسن بنيوي في حجم الساق ومعلمة الشبكة ومن خلال إدخال قضبان إضافية في مركز تقاطع،

فإن معدل تكون الاستجابة الطيفية للضوء المرسل أكبر من 99.8% في الطول الموجي البصري $\lambda = 1550$ نانومتر، مع العمل السابق، تمثل هذه الطوبولوجيا حصرًا ممتازًا لموجة الضوء بحيث يمثل المقسم المحسن تحسينًا موازيًا جيدًا لنقل الطاقة عند المخرج مقارنةً تُظهر هذه البنية قسماً أقوى من قوة الطاقة مع عرض نطاق واسع من 1540 نانومتر إلى 1600 نانومتر XOR..... يحتوي هذا الهيكل على نشاط حديث ومتنوع في تصميم دارات معالجة الإشارة البصرية بالكامل وأنظمة الكمبيوتر البصرية والوظائف المنطقية AND و

الكلمات المفتاحية: المقسم على شكل حرف T، الموجه الموجي، FDTD، 2D-CPhs، PWE