

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République algérienne démocratique et populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
المركز الجامعي لعين تموشنت
Centre Universitaire Belhadj Bouchaib d'Ain-Temouchent
Institut des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Electrique



Projet de fin d'études
Pour l'obtention du diplôme de Master en :
Domaine : SCIENCE ET TECHNOLOGIE
Filière : TELECOMMUNICATION
Spécialité : RESEAUX ET TELECOMMUNICATIONS

Thème

Modélisation spectrale dans les guides d'ondes à base des cristaux photoniques

Présenté Par :
YAMANI Chahra.
BELBACHIR Hakima.

Devant le jury composé par :
Président : Melle BOUTKHIL Malika
Examineur: Dr DEBBAL Mohamed
Encadrant : Dr MERADI Abdelhafid

MAA
MCB
MCB

Année universitaire 2017/2018

Dédicace

Je dédie ce travail a

A mes très chers parents

A mes sœurs

A toute ma famille

A mes professeurs

*A tous mes chers amis sans exception pour leurs soutiens et
Encouragements*

YAMANI Chahra

Dédicace

Je dédie ce travail a

A mes très chers parents

A mon frère et mes sœurs

A toute ma famille

A mes professeurs

A tous mes chers amis sans exception pour leurs soutiens et

Encouragements

BELBACHIR Hakima

Remerciement

Merci à dieu tout-puissant de nous avoir donné la chance, la force, et le courage pour arriver là où nous somme.

Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude et nos vifs remerciements, à notre encadrant **Dr.MERADI Abdelhafid** Maître de Conférence au département *Génie électrique* à l'université Belhadj Bouchaib d'Ain-Temouchent qui a accepté de diriger ce travail, et Pour la confiance qu'il nous a témoigné, sans oublier ces conseils avisés, ces encouragements et le soutien indéfectible, tout le long de ce mémoire.

*Je remercie également Melle **BOUTKHIL Malika** pour nous avoir honorés de sa présence en acceptant d'examiner ce travail autant que présidente de jury.*

J'exprime également ma reconnaissance et mes sincères remerciements à **Dr DEBBAL Mohamed** maître de conférences au département *Génie électrique* à l'université Belhadj Bouchaib, qui nous ont fait l'immense honneur d'accepter de juger ce modeste travail autant qu'examinateur.

Je tiens également à témoigner ma gratitude et ma reconnaissance à tous les enseignants du département *Génie électrique* Belhadj Bouchaib qui nous ont éduqué et formé pour faire face à la vie.

Enfin, on ne saura oublier d'exprimer nos sentiments les plus profonds et nos vifs remerciements à nos familles et notre entourage ainsi qu'à tous nos amis et collègues qui n'ont cessé de nous encourager et de nous soutenir.

Résumé

Les cristaux photoniques (CPs) sont des structures diélectriques périodiques, à l'échelle de la longueur d'onde, et à fort contraste d'indice.

Dans un tel milieu, la propagation de la lumière exhibe des propriétés, le photon peut se voir interdire certaines bandes d'énergie appelées bande interdite photonique. Si l'on introduit des défauts dans le cristal photonique, de nouveaux états permis apparaissent dans la bande interdite photonique, comme lors du dopage des impuretés d'un semi-conducteur.

La lumière peut être confinée selon plusieurs dimensions selon le défaut et la dimensionnalité du cristal photonique.

La fabrication de cristaux photoniques à trois dimensions est encore mal maîtrisée.

Par conséquent, nous nous sommes limités dans ce travail à l'étude des cristaux photoniques unidimensionnels.

L'objectif est donc d'étudier et de simuler des structures intégrées unidimensionnelles sans et avec défaut. La propagation de la lumière dans ces structures sera développée théoriquement puis simulée en utilisant la méthode de matrice de transfert.

L'étude approfondie sur l'impact des paramètres opto-géométriques sur le spectre de transmission et de réflexion dans de tels structures va nous permettre de voir leurs différentes applications dans le domaine des télécommunications optiques aux alentours de la longueur d'onde 1550 nm.

Mots clés : Cristaux photoniques ; bandes interdites photoniques (BIPs) ; méthode de matrice de transfert.

Abstract

Photonic crystals (PCs) are periodic dielectric structures, on the scale of the wavelength, and high index contrast.

In such an environment, the propagation of light exhibits properties, the photon can be banned some energy bands called photonic band gap.

If we introduce defects in the photonic crystal, new states enabled appear in the photonic band gap, as in the doping impurities of a semiconductor. The light can be confined according to several dimensions to the default and the dimensionality of the photonic crystal.

The manufacture of three-dimensional photonic crystals is still poorly controlled. Therefore, we have limited ourselves in this work to the study of one-dimensional photonic crystals.

The objective is to study and simulate integrated dimensional structures with and without default. The light propagation in these structures will be theoretically developed then simulated using the transfer matrix method.

The comprehensive study on the impact of opto-geometrical parameters on the transmission spectrum and reflection in such structures will allow us to see their various applications in the field of optical telecommunications around the wavelength of 1550 nm.

Keywords: Photonic crystals; photonic band gap (PBG) transfer matrix method.

Sommaire

Introduction générale.....	1-2
----------------------------	-----

<i>Chapitre I : Généralité sur les cristaux photonique</i>
--

I.1 Introduction	3
I.2 Les cristaux photoniques	3
I.2.1 Perspective historique des cristaux photoniques	3-4
I.2.2 Définition des cristaux photoniques.....	4-6
I.2.3 Analogie entre l'électron et le photon.....	6-12
I.2.4 Théorème de Bloch.....	12-13
I.2.5 Modes TE et TM.....	13-16
I.2.6 Loi de Bragg.....	16-17
I.2.7 Les défauts dans un cristal photonique.....	17
I.3. Cristaux photoniques à une dimension (réseau de Bragg)	18
I.3.1 Structure unidimensionnelle (1D) : le miroir de Bragg	18-20
I.3.2 Bande interdite photonique.....	20-21
I.3.3 Influence de l'angle d'incidence du faisceau lumineux.....	21-22
I.3.4 Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique unidimensionnel...22	
I.3.4.1 Le contraste d'indice δ	22
I.3.4.2. Les périodes.....	23
I.3.4.3. Le facteur de remplissage f	23
I.4 Cristaux photoniques bidimensionnels.....	24
I.5 Cristaux photoniques tridimensionnels.....	25
I.5.1 Structures « Tas de bois ».....	26
I.6 Les différents matériaux utilisés	26
I.6.1 Le Silicium Si.....	26
I.6.2 Les semi-conducteurs III-V.....	26

I.7 Les cristaux photoniques dans la nature.....	26-27
I.7.1 Les opales.....	27-28
I.7.2 Les papillons.....	28-29
I.8 Conclusion.....	29
Référence.....	30-32

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

II.1.Introduction	33
II.2 Théorie des guides d'onde.....	33
II.2.1. Guides d'onde plans	33-35
II.2.2 Propagation de la lumière dans un guide d'onde plan	35
II.2.2.1 Guides d'ondes plans à saut d'indice	35
II.2.2.1.1 Approche d'optique géométrique	35-38
II.3.les Méthodes de modélisation des cristaux photoniques	38-40
II.3.1 La méthode des ondes planes (PWE)	30
II.3.2 La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain).....	40-41
II.3.3 La méthode des faisceaux propagés BPM (Beam Propagation Method).....	41
II.3.4 La méthode des matrices de transfert.....	41-42
II.4 Choix de la méthode numérique.....	42
II.5 Formalisme des matrices transferts (TMM)	42-45
II.6 Conclusion	45
Référence.....	46-47

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

III.1 Introduction	48
III.2 Réseaux de Bragg.....	48
III.3 Etude d'un réseau de Bragg.....	48

III.3.1 Structure d'étude	48
III.3.2 Simulation des coefficients de réflexion et de transmission d'un cristal photonique unidimensionnel (réseau de Bragg).....	49
III.3.2.1 influence de la réfringence du milieu.....	50-54
III.3.2.2 influence de nombre de couches.....	54-60
III.3.2.3 influence de l'épaisseur des couches.....	60-67
III.3.2.4 influence de l'angle de l'incidence.....	67-69
III.4 Application de la TMM pour la conception d'un filtre optique à base miroir de Bragg.....	69
III.4.1 Introduction.....	69
III.4.2 Les UVB.....	70
III.4.3 Résultats.....	70-72
Référence.....	73
Conclusion générale.....	74

Liste des figures

Figure I.1 : Les différents types de cristaux photoniques : Unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D), Tridimensionnels (3D).....	4
Figure I.2 : exemples de réalisations naturelles de structures périodiques d'indice submicroniques. Ces structures apparaissent chez certaines espèces animales et minérales comme les souris des mers (a) ou les opales (b).....	5
Figure. I.3 : Analogies du diagramme de bande électronique et du diagramme de dispersion d'un cristal photonique.....	6
Figure. I.4 : Analogie entre les ondes d'électrons dans un potentiel périodique et les ondes lumineuses dans un environnement diélectrique variable périodiquement.....	7
Figure I.5 : Représentation graphique de la condition de Bragg de diffraction ; ondes incidentes sur un réseau périodique.....	16
Figure I.6 : modes localisés d'un défaut ponctuel (gauche) ou étendu (droite) dans un cristal photonique carré de pilier de GaAs.....	17
Figure I.7 : Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches d'épaisseurs 2) différentes.....	18
Figure I.8 : Mise en évidence du phénomène d'interférences multiples au sein d'un miroir de Bragg. Une onde incidente se propage au sein d'un premier milieu et à l'interface (1) entre les deux milieux, une partie de cette onde est réfléchiée tandis qu'une autre partie est transmise au second milieu. Ce phénomène se répète à toutes les interfaces.....	19
Figure I.9 : Structure de bande $\omega(k)$. Les lignes en pointillés représentent le cône de lumière. Gauche : Système uniforme. Centre : Repliement au bord de la zone de Brillouin. Droite : Cristal photonique à une dimension, en gris : bandes interdites photoniques.....	21
Figure I.10 : Influence de l'incidence du faisceau.....	21
Figure I.11 : (a) Propagation à incidence oblique à travers une structure 1D, (b) Evolution de la bande interdite en fonction de l'angle d'incidence.....	22
Figure I.12 : Période d'un cristal photonique unidimensionnel.....	23
Figure I-13 : Structure périodique 2D connectée.....	24

Figure I.14 : Structure périodique 2D déconnectée.....	25
Figure I.15 : Structure 3D.....	25
Figure I.16 : un exemple d'opale naturelle, minéral dans lequel on retrouve certaines propriétés des cristaux photoniques.....	28
Figure I.17 : les papillons sont parmi les insectes les plus colorés. Leurs ailes présentent des caractéristiques assimilables à celles des cristaux photoniques comme le montre la figure de droite. Elle présente l'agrandissement d'une aile de papillon. On y aperçoit un arrangement périodique des écailles.....	29
Figure II.1 : Schéma d'un guide d'onde plan.....	34
Figure II.2 : Différents profils d'un guide d'onde plan.....	34
Figure II.5 : Réflexion et réfraction d'un rayon optique à l'interface de deux milieux d'indice de réfraction n_1 et n_2	36
Figure II.6 : Propagation de la lumière dans un guide en fonction de l'angle d'incidence θ	37
Figure II.7 : Résolution des équations de Maxwell.....	39
Figure II.8 : Décomposition en onde progressive et rétrograde.....	43
Figure II.9 : Coefficient de réflexion et de transmission.....	45
Figure III.1 : Profil longitudinal de l'indice d'un cœur photo-inscrit.....	48
Figure III.2 : Représentation des différents paramètres opto-géométriques d'un réseau de Bragg.....	49
Figure III.3.a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.1).....	51
Figure III.3.b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.1).....	52
Figure III.4.a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.2).....	53
Figure III.4.b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.2).....	54
Figure III.5.a : Facteur de réflexion d'un empilement de $N=6$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (III.3).....	55
Figure III.5.b : Facteur de transmission d'un empilement de $N=6$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (III.3).....	56
Figure III.6.a : Facteur de réflexion d'un empilement de $N=12$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (III.3).....	57

Figure III.6.b : Facteur de transmission d'un empilement de $N=12$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (III.3).....	57
Figure III.7.a : Facteur de réflexion d'un empilement de $N=18$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (III.3).....	58
Figure III.7.b : Facteur de transmission d'un empilement de $N=18$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (III.3).....	59
Figure III.8.a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.5).....	61
Figure III.8.b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.5).....	61
Figure III.9.a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.6).....	62
Figure III.9.b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.6).....	63
Figure III.10.a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.7).....	64
Figure III.10.b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.7).....	65
Figure III.11.a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.8).....	66
Figure III.11.b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.8).....	66
Figure III.12.a : Simulation de coefficient de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.9).....	68
Figure III.12.b : Simulation de coefficient de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.9).....	68
Figure III.13 : (a) réflexion et (b) transmission du spectre du filtre proposé.....	70-71

Liste des tableaux

Tableau I.1 : Récapitulatif sur l'analogie électron-photon.....	12
Tableau III.1 : Présentation des différentes valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg ayant des couches à réfraction de la couche(1)>de la couche(2).....	50
Tableau III.2 : Les valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg avec un changement dans la réfraction des deux couches (réfraction de la couche(1)> réfraction de la couche(2)).....	52
Tableau III.3 : Les valeurs des paramètres opto-géométriques d'un empilement de N paires de cellules (N=6,12, 18).....	55
Tableau III.4 : Récapitulatif des résultats de simulation	59
Tableau III.5 : Présentation des différentes valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg ayant des couches à l'épaisseur de la couche (1) <l'épaisseur de la couche(2).....	60
Tableau III.6 : Présentation des différentes valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg avec changement dans l'épaisseur des deux couches (l'épaisseur de la couche(1)>l'épaisseur de la couche (2)).....	62
Tableau III.7 : Présentation des différentes valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg ayant des couches à épaisseurs égales.....	63
Tableau III.8 : Présentation des différentes valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg ayant des couches à épaisseurs égales.....	65
Tableau III.9 : Les valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg avec un angle d'incidence de $[0^\circ - 60^\circ]$	67

INTRODUCTION GENERALE

Les télécommunications optiques sont à présent l'un des éléments moteurs de l'industrie optoélectronique. On assiste depuis les 25 dernières années, à une augmentation spectaculaire du débit associé aux fibres optiques, ces dernières occupent une place primordiale dans les techniques de l'information.

L'apparition du concept des matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP ou cristaux photoniques) a suscité de la part de la communauté scientifique, un engouement grandissant. Les BIP sont des structures dont l'indice diélectrique est modulé de façon périodique. Grâce à l'analogie formelle qui existe entre les équations de Maxwell régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique et l'équation de Schrödinger pour les électrons, on peut appréhender les cristaux photoniques avec les outils et les concepts développés en physique du solide.

Ces structures permettent la réalisation ou la perspective de réalisation de nombreux composants tels que des filtres, des guides, des lasers sans seuil, des cavités...

Ainsi, le but de ce travail est la simulation du spectre de transmission et de réflexion dans le cristal photonique unidimensionnel sans défaut, avec une variation des paramètres opto-géométriques tels que le nombre de périodes, l'épaisseur de chaque couche, ainsi que les indices de réfraction des empilements alternés modélisée par la méthode de matrice de transfert.

Ce mémoire s'articule autour de trois chapitres bien distincts. Dans le premier chapitre, les concepts de base sur les cristaux photoniques sont présentés.

Pour cela, la théorie des cristaux photoniques, l'analogie qui existe entre l'électron et le photon (Permettant de mieux comprendre l'origine de la bande interdite photonique), les diagrammes de bandes, les cartes de bandes et la condition d'ouverture d'une bande interdite photonique sont expliqués.

Dans le deuxième chapitre, nous rappellerons les différentes méthodes numériques permettant la simulation des propriétés de ces cristaux. Nous présenterons en détails la méthode de matrice de transfert.

Quand au dernier chapitre, nous avons présenté une série de simulations sur une structure BIP unidimensionnelle sans défauts en faisant intervenir des changements sur les différents paramètres de notre structure choisie.

Enfin, nous terminerons ce mémoire par une conclusion générale.

Chapitre I

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

I.1 Introduction :

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois dimensions. Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal.

De même qu'il existe pour des électrons des bandes d'énergie permises et des bandes interdites, il existe des bandes photoniques d'états permises et des bandes photoniques interdites. Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique. Une bande interdite photonique correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique.

Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur la dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications [1].

I.2 Les cristaux photoniques :

I.2.1 Perspective historique des cristaux photoniques :

Les premières études portant sur un diélectrique à propriété périodique remontent à 1887 lorsque Lord Rayleigh décrit le comportement des ondes dans multicouches pour lequel l'indice de réfraction alterne d'une couche à l'autre (Rayleigh, 1887). Cette étude a montré l'écart de bande photonique qui est également connu comme bande d'interdite. Vladimir P. Bykov a étudié l'effet de l'écart de bande sur l'émission spontanée dans la structure. Il a également donné le concept théorique pour 2-D et 3-D PhC structures.

En 1979 : Ohtaka a développé un formalisme pour le calcul de l'écart de bande des structures 3-D PhC.

En 1996 : Thomas Krauss a démontré le cristal photonique 2D à la longueur d'onde optique. Il ya un certain nombre de travaux de recherche ont eu lieu dans le monde entier pour améliorer le traitement optique ainsi que d'utiliser la dalle PhC.

En 1998 : Philip Russell a développé la première fibre de cristal photonique utilisée commercialement. L'étude du cristal photonique 2-D est rapide par rapport à 3-D, en raison du niveau de difficulté de la construction.

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

Il existe une étude de la structure naturelle basée sur le PhC pour mieux comprendre.

En 1887 : Etude de 1-D PhC qui montrent la bande d'arrêt

En 1987 : Deux papiers jalons ont été publiés sur la base de 2-D cristal photonique

En 1991 : Deux papiers jalons ont été publiés sur la base de cristaux photoniques 2-D

En 1996 : Présentation du PhC 2-D à la longueur d'onde optique

En 1998 : Développement de la première fibre optique commerciale à base de cristal photonique [2].

I.2.2 Définition des cristaux photoniques :

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde, sur une ou plusieurs directions de l'espace. Cette variation périodique de l'indice optique suivant les différentes directions entraîne l'apparition de gammes de fréquence pour laquelle la lumière ne peut alors plus se propager. C'est l'analogie entre la propagation d'une onde électromagnétique dans ces milieux et la propagation des électrons dans un cristal atomique [3] qui a mené à l'appellation de ces bandes de fréquences « bandes interdites photoniques ». La réalisation d'une périodicité sur toutes les directions de l'espace peut ainsi permettre de réfléchir une onde lumineuse quelque soit son angle d'incidence ou sa polarisation.

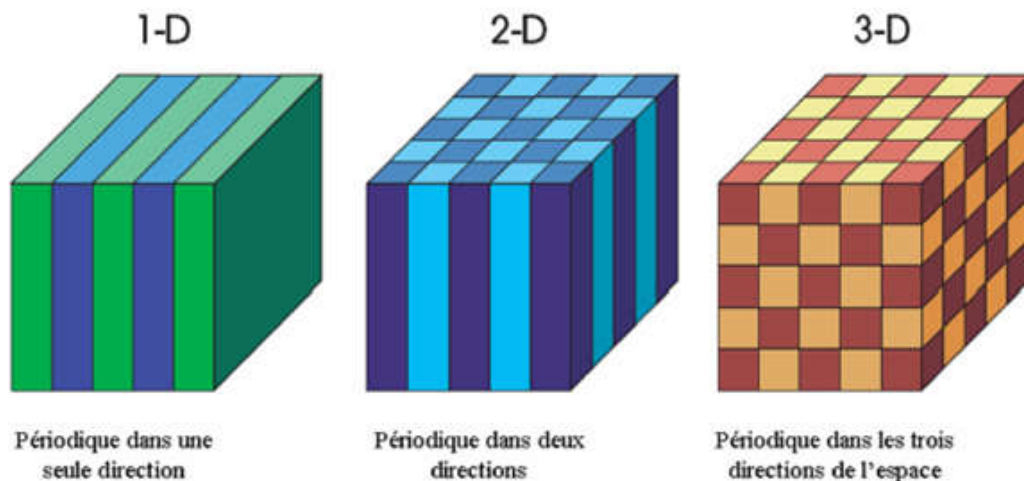


Figure I.1 : Les différents types de cristaux photoniques : Unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D), Tridimensionnels (3D)

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

Certaines espèces animales et minérales [4] fabriquent et utilisent ces structures à des fins esthétiques et stratégiques depuis bien longtemps (Figure I- 2) et ce n'est finalement que très récemment que l'homme y a trouvé un intérêt intellectuel (et financier). Le problème de la propagation d'une onde électromagnétique dans un empilement multicouches de diélectrique (cristal 1D) n'est en effet bien connu que depuis les années 60-70 [5,6]. Une première analogie avec la physique du solide avait alors été faite dans ce cas unidimensionnel. Il a toutefois fallu attendre la fin des années 80 pour qu'une généralisation du miroir de Bragg à plusieurs dimensions ne soit clairement introduite par Yablonovitch [7] pour le contrôle de l'émission spontanée dans les émetteurs semi-conducteurs. Les applications et la fabrication de ces structures étaient certainement encore trop « lointaines » pour qu'une généralisation à plusieurs dimensions de ce concept ne soit imaginée et publiée. La démonstration de ce concept n'a d'ailleurs été faite qu'en 1991, à partir d'une structure plexiglas 3D, la Yablonovite, et aux fréquences micro-ondes [8].

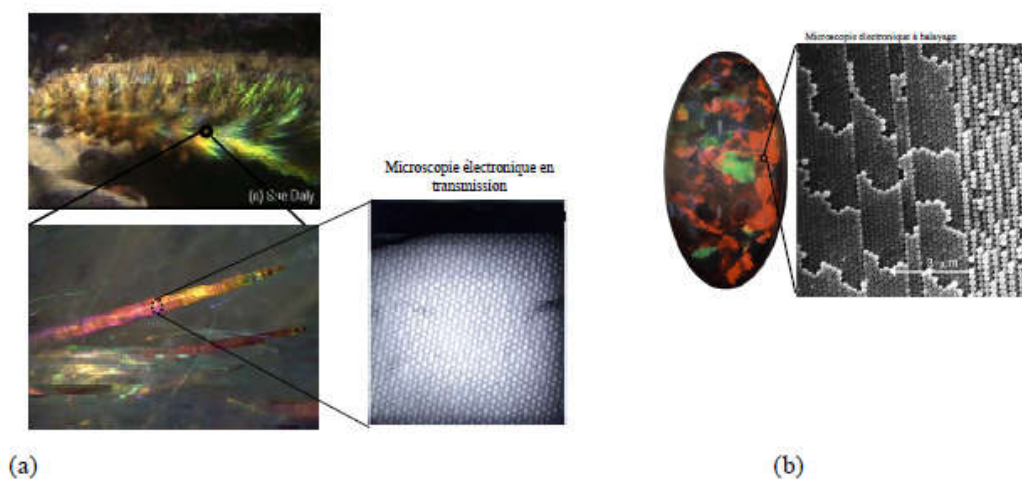


Figure I.2 : exemples de réalisations naturelles de structures périodiques d'indice submicroniques. Ces structures apparaissent chez certaines espèces animales et minérales comme les souris des mers (a) ou les opales (b)

Les applications envisagées de ces cristaux aux fréquences optiques ont, malgré les difficultés de fabrication, de modélisation et de caractérisation, largement dépassé l'idée initiale du contrôle de l'émission spontanée. Elles couvrent aujourd'hui un large spectre allant de l'étude du couplage fort atome/ cavité aux interconnexions optiques. Il est donc bien difficile, seulement 15 ans après l'idée novatrice de Yablonovitch, de

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

présenter un état de l'art exhaustif de cette thématique. Je restreindrai donc « lâchement » ce premier chapitre aux principes de base qui régissent la propagation d'une onde électromagnétique dans les cristaux photoniques (principalement les cristaux 2D) et à leurs principales applications pour l'optique intégrée [9].

I.2.3 Analogie entre l'électron et le photon :

Un semi-conducteur ne peut pas supporter les électrons de l'énergie dans l'écart de bande électronique. De même, Un cristal photonique ne peut pas supporter les photons l'écart de bande photonique. En empêchant ou en autorisant Lumière pour se propager à travers un cristal, lumière Le traitement peut être effectué [10].

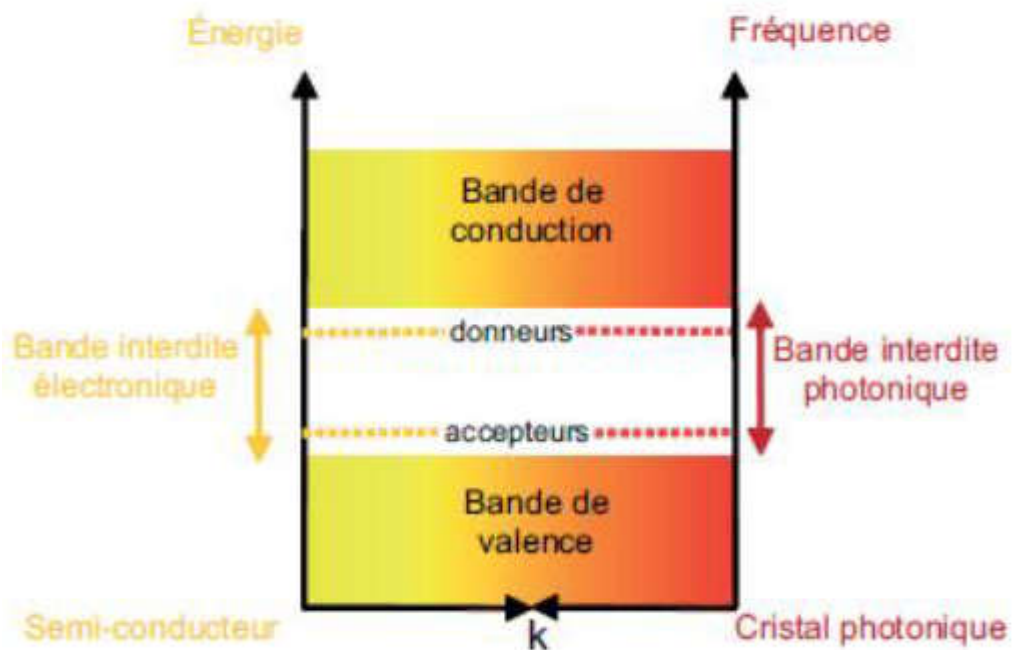


Figure I.3 : Analogies du diagramme de bande électronique et du diagramme de dispersion d'un cristal photonique

La comparaison entre un électron dans un potentiel atomique et un photon dans une structure périodique est représentée. Analogue aux mécanismes dans un semi-conducteur, dans des cristaux photoniques [11].

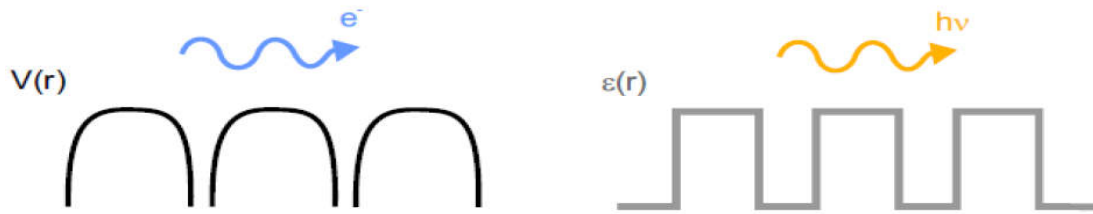


Figure I.4 : Analogie entre les ondes d'électrons dans un potentiel périodique et les ondes lumineuses dans un environnement diélectrique variable périodiquement

L'analogie électron- photon découle de la similitude entre l'équation de Schrödinger, régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel périodique, et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique périodique ϵ . Mais avant de citer les similitudes existant entre ces deux équations, nous établirons la relation d'Helmholtz dérivée des équations de Maxwell.

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \dots \dots \dots (I.1)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \dots \dots \dots (I.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \dots \dots \dots (I.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \dots \dots \dots (I.4)$$

Sachant que :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \dots \dots \dots (I.5)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \dots \dots \dots (I.6)$$

Avec :

$$\mu = \mu_0 \mu_r \dots \dots \dots (I.7)$$

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r \dots\dots\dots (I.8)$$

\vec{E} : Champ Electrique (V/m).

\vec{B} : Densité du flux Magnétique (Tesla).

\vec{D} : Densité du Déplacement Electrique (C/m²).

\vec{H} : Champ Magnétique (A/m).

\vec{J} : Densité de Courant (A/m²).

ρ : Densité de charge Electrique.

μ : La perméabilité du matériau.

μ_r : La perméabilité relative.

μ_0 : La perméabilité magnétique dans le vide.

ε : La permittivité du matériau.

ε_r : La permittivité relative.

ε_0 : La permittivité diélectrique dans le vide.

Dans le cas d'un milieu diélectrique, linéaire, homogène, isotrope, non magnétique ($\mu_r = 1$), de permittivité relative $\varepsilon_r(\vec{r})$, et en l'absence de charges et de courants, les équations de Maxwell s'expriment de la manière suivante [12]:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \dots\dots\dots (I.9)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \dots\dots\dots (I.10)$$

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \dots\dots\dots (I.11)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_0 \epsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \dots\dots\dots (I.12)$$

Où $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ désignent respectivement les champs électrique et magnétique en fonction de r et t qui représentent les dépendances spatiales et temporelles.

Pour éliminer \vec{H} dans les équations (I.9), on calcule le rotationnel de l'équation (I.9), nous obtenons alors :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t)) = -\mu_0 \frac{\partial(\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t))}{\partial t} \dots\dots\dots (I.13)$$

En remplaçant l'équation (I.10) dans celle de (I.13), nous aurons:

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t)) = -\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \dots\dots\dots (I.14)$$

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 :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t)) = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \dots\dots\dots (I.15)$$

On sait que :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t)) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) - \Delta \vec{E}(\vec{r}) \dots\dots\dots (I.16)$$

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

Et sachant que :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \dots\dots\dots (I.17)$$

D'où :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) = 0 \dots\dots\dots (I.18)$$

On aura donc :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\vec{r}) = -\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \dots\dots\dots (I.19)$$

L'équation (I.19) représente l'équation de propagation (équation d'Helmholtz) pour le champ électrique. Sachant que : $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ la vitesse de la lumière dans le vide et ω : la pulsation.

L'équation de Schrödinger pour la fonction d'onde Ψ d'un électron dans un potentiel V s'écrit :

$$\nabla^2 \Psi(\vec{r}) = -\frac{2m(U-V(\vec{r}))\Psi(\vec{r})}{\hbar^2} \dots\dots\dots (I.20)$$

Où U est l'énergie de l'électron, m sa masse, \hbar est la constante de Planck (h) divisée par 2π .

Dans ce cas, l'équation de la fonction d'onde d'un électron de masse m dans un potentiel V (équation (I.20)) est analogue à l'équation d'onde électromagnétique dans un milieu caractérisé par sa constante diélectrique $\epsilon(\vec{r})$ (équation (I.19)).

Les équations (I.19) et (I.20) sont deux équations aux valeurs propres. L'équation (I.19) 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

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

champs associés, l'équation (I.20) 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. De cette similitude, découlent des propriétés analogues pour les deux systèmes.

Ainsi, de la même manière que la périodicité du potentiel cristallin d'un semi-conducteur entraîne l'apparition de bandes interdites en énergie pour les électrons, la périodicité de la constante diélectrique 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. D'autre part, de même qu'en dopant un semi-conducteur en ajoutant des impuretés, on rompt la périodicité du potentiel et on peut faire apparaître des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite.

La permittivité diélectrique joue, pour les photons, un rôle similaire au potentiel atomique périodique des électrons de masse m dans un cristal. Cette analogie formelle qui existe entre les électrons et les photons va nous permettre d'appliquer les outils et les concepts développés en physique du solide, tels que les notions du réseau réciproque, zone de Brillouin et le théorème de Bloch pour la résolution de l'équation d'onde. De même 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 [13,14].

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

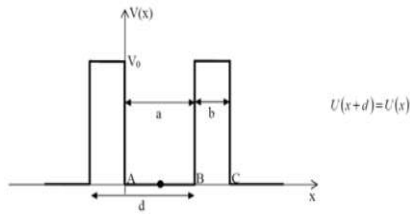
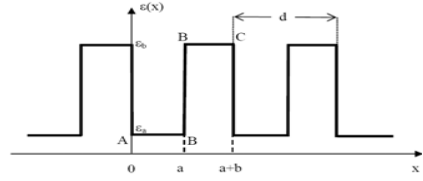
	Electron (Schrödinger)	Photon (Maxwell)
Périodicité	Puits de potentiel électrique carré périodique 	Constante diélectrique périodique 
Champ	$\Psi(r, t) = \Psi(r) \exp(-i\omega \cdot t)$	$H(r, t) = H(r) \exp(-i\omega \cdot t)$
Grandeur caractéristique	$V(r)$	$\epsilon(r)$
Opérateur Hermitien	$H = \frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(r)$	$\Theta = \nabla \wedge \left(\frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \wedge \right)$
Equation aux valeurs propres	$H\Psi = E\Psi$	$\Theta H = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \right) H$

Tableau I.1 : Récapitulatif sur l'analogie électron-photon

I .2.4 Théorème de Bloch :

Le théorème de Bloch, stipule que dans un potentiel périodique, toutes les solutions de l'équation de Schrödinger sont des fonctions dites de Bloch, c'est-à-dire qu'il existe un vecteur **k** permettant d'écrire :

$$\Psi_k(r) = U_k(r) \cdot \exp(ikr) \dots \dots \dots (I.21)$$

Où $U_k(r)$ est une fonction périodique avec les mêmes périodes que le potentiel.

Les fonctions d'ondes des électrons dans un cristal parfait (périodique, infini, sans défaut...) sont donc simplement le produit entre une onde plane et une fonction périodique.

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

L'intérêt de ce théorème est qu'il montre que l'on a uniquement besoin de connaître Ψ sur la maille élémentaire du cristal, les valeurs se reproduisant dans les autres mailles. Les vecteurs k sont appelés vecteurs de Bloch, et les fonctions d'ondes sont appelées fonctions de Bloch.

Dans l'équation (I.19), par analogie à l'équation de Schrödinger, les valeurs propres de la constante diélectrique ϵ jouent mathématiquement le rôle d'un potentiel.

Dans un cristal photonique, nous savons que ce potentiel est par définition périodique dans une ou plusieurs dimensions. Nous tirerons profit de cette symétrie de translation discrète pour résoudre l'équation (I.19). Mathématiquement, la périodicité de ϵ peut être exprimée de la manière suivante:

$$\epsilon(\vec{r}+\vec{R}) \dots \dots \dots (I.22)$$

Où \vec{R} est un vecteur du réseau direct.

Cette fonction étant invariante par translation d'un vecteur du réseau direct, $\epsilon(\vec{r})$ peut se décomposer en séries de Fourier [15].

I .2.5 Modes TE et TM :

Les solutions des équations de Maxwell peuvent être données sous la forme d'une onde plane :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y) \exp(-i\beta z) \exp(i\omega t) \dots \dots \dots (I.23)$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y) \exp(-i\beta z) \exp(i\omega t) \dots \dots \dots (I.24)$$

En remplaçant \vec{E} et \vec{H} par leurs expressions données par les équations (I.9) et (I.10), nous aboutissons à :

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x \dots \dots \dots (I.25)$$

$$i\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y \dots \dots \dots (I.26)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu_0 H_z \dots \dots \dots (I.27)$$

Et

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + i\beta H_y = i\omega\varepsilon E_x \dots\dots\dots (I.28)$$

$$i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon E_y \dots\dots\dots (I.29)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega\varepsilon E_z \dots\dots\dots (I.30)$$

En posant $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ (système invariant suivant y):

$$\beta E_y = -\omega\mu_0 H_x \dots\dots\dots (I.31)$$

$$i\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y \dots\dots\dots (I.32)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z \dots\dots\dots (I.33)$$

Et

$$\beta H_y = \omega\varepsilon E_x \dots\dots\dots (I.34)$$

$$i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon E_y \dots\dots\dots (I.35)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega\varepsilon E_z \dots\dots\dots (I.36)$$

• **Modes TE :**

A partir des équations (I.31) – (I.36), nous obtenons les relations pour les modes TE:

$$\beta E_y = -\omega\mu_0 H_x \dots\dots\dots (I.37)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z \dots\dots\dots (I.38)$$

$$i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon E_y \dots\dots\dots (I.39)$$

En substituant les équations (I.37) et (I.38) à (I.39) afin d'éliminer H_x et H_z , nous établissons l'équation d'onde pour les modes TE :

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2) E_y = 0 \dots\dots\dots (I.40)$$

Où

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E_y = 0 \dots\dots\dots (I.41)$$

Avec $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ et $n_i = \sqrt{\varepsilon(i)}$: Indice de réfraction local d'une couche i.

- **Modes TM**

Le principe appliqué afin de générer l'équation d'onde pour les modes TE peut être aussi employé dans le cas des modes TM.

$$\beta H_y = \omega \varepsilon E_x \dots\dots\dots (I.42)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = i \omega \varepsilon E_z \dots\dots\dots (I.43)$$

$$i \beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i \omega \mu_0 H_y \dots\dots\dots (I.44)$$

On obtient donc une équation analogue à (I.41), mais pour la composante H_y :

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) H_y = 0 \dots\dots\dots (I.45)$$

Les équations (I.37, I.38 et I.39) correspondent à la propagation des modes TE (transverse électrique, $E_x = E_z$) et les équations (I.42 et I.43 et I.44) correspondent à la propagation des modes TM (transverse magnétique, $H_x = H_z$). Les composantes E_y (modes TE) ou H_y (mode TM) sont les solutions de l'équation d'onde. Les solutions de cette équation de propagation dépendent du signe de $(k_0^2 n_i^2 - \beta^2)$ [16,17]

➡ Si $k_0 n_i \leq \beta$:

$$\varphi(x) = A \exp\left(i \sqrt{(k_0^2 n_i^2 - \beta^2)} x\right) + B \exp\left(-i \sqrt{(k_0^2 n_i^2 - \beta^2)} x\right) \dots\dots\dots (I.46)$$

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

Cette solution correspond à une onde oscillante propagative

➡ Si $k_0 n_i \geq \beta$:

$$\varphi(x) = C \exp\left(\sqrt{(\beta^2 - k_0^2 n_i^2)x}\right) + D \exp\left(-\sqrt{(\beta^2 - k_0^2 n_i^2)x}\right) \dots \dots \dots (I.47)$$

La solution (I.47) est une onde exponentielle évanescente [18].

I.2.6 Loi de Bragg :

La loi de diffraction est donnée par la relation suivante [19, 20] :

$$2d_{hkl} \sin(\theta_B) = n\lambda \dots \dots \dots (I.48)$$

- d_{hkl} : La distance entre deux plans de la famille (hkl)
- θ_B : Angle de Bragg (angle d'incidence).
- λ : Longueur d'onde (même grandeur que d_{hkl}).
- n : Un entier.

Pour bien comprendre cette condition, on considère deux ondes lumineuses de longueur d'onde commune λ , frappant un réseau périodique par un angle d'incidence θ_B , tel qu'il est montré sur la figure (I.5).

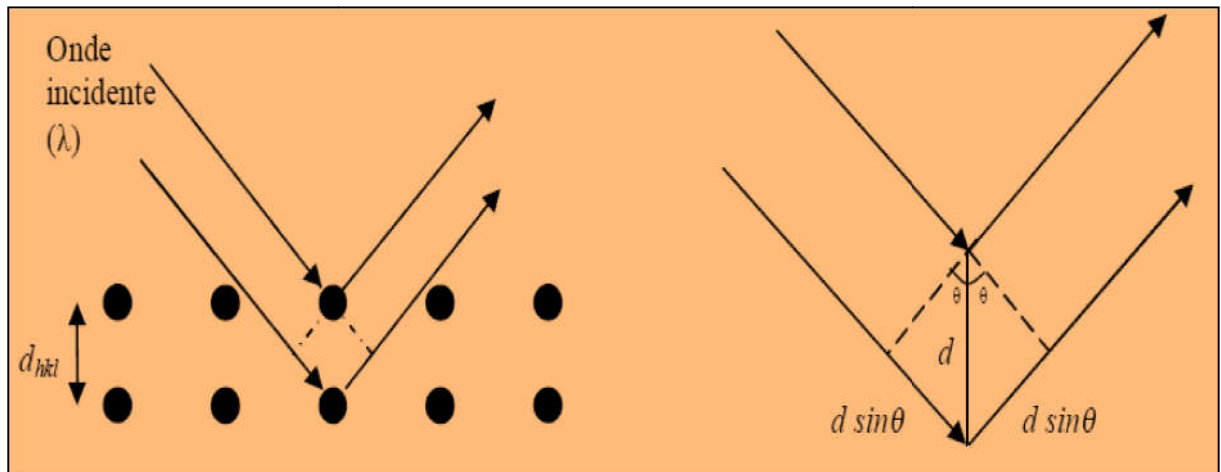


Figure I.5 : Représentation graphique de la condition de Bragg de diffraction ; ondes incidentes sur un réseau périodique

Si on considère de plus que ces deux ondes entrent dans le réseau en parallèle et sortent en parallèles, donc la différence de parcours entre ces deux ondes est $2d \sin\theta$. Pour qu'il y ait une interférence constructive, il faut que la différence de parcours soit égale à un entier multiplié par la longueur d'onde, ceci constitue la loi de Bragg.

I.2.7 Les défauts dans un cristal photonique :

Un attrait majeur de ces structures repose sur l'insertion contrôlée de défauts au sein du cristal lors de sa fabrication. Les géométries possibles sont quasi infinies et peuvent aller de la modification de la taille ou de l'indice d'un seul motif du cristal à des défauts plus étendus comme le retrait de rangées entières de motifs. Comme pour les semi-conducteurs, ces défauts peuvent générer des états aux fréquences de la bande interdite du cristal parfait et être ainsi le « support » d'un champ électromagnétique propagatif pour ces fréquences [21] (Figure I. 6). Un contrôle de la propagation de la lumière au sein du cristal et à l'échelle de la longueur d'onde est alors envisageable via ces défauts. L'utilisation de ces structures ouvre notamment une voie vers une miniaturisation des composants d'optique intégrée et une amélioration de leurs performances. Le confinement de la lumière sur des dimensions submicroniques qui peut être atteint [22] en fait aussi des objets de choix pour l'étude expérimentale de processus physiques, comme le couplage fort atome-cavité [23].

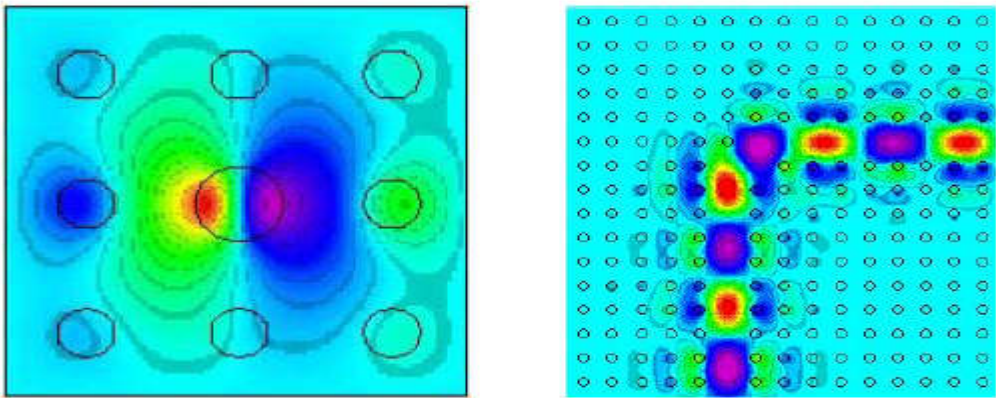


Figure I.6 : modes localisés d'un défaut ponctuel (gauche) ou étendu (droite) dans un cristal photonique carré de pilier de GaAs [23]

I.3. Cristaux photoniques à une dimension (réseau de Bragg) :

I.3.1 Structure unidimensionnelle (1D) : le miroir de Bragg :

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 a décrit le comportement des ondes dans un film multi-couches pour lequel l'indice de réfraction alternait d'une couche à l'autre [24].

Ce type de structure, appelé réseau de Bragg, est représenté sur la figure I.7.

Il s'agit donc

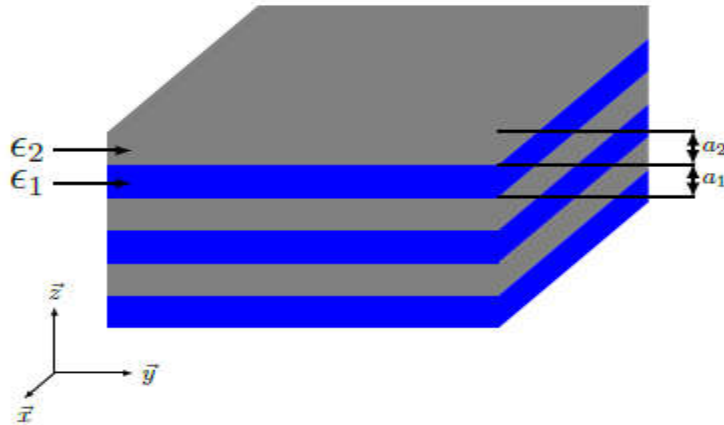


Figure I.7 : Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$) différentes [24]

De ce que l'on appelle un cristal photonique unidimensionnel [25] car il se caractérise par une alternance, suivant une seule et unique direction de l'espace, de deux milieux diélectriques dont les constantes diélectriques ϵ_1 et ϵ_2 sont différentes. Ainsi, lorsqu'une onde incidente se propage au sein d'un de ces deux milieux et arrive à l'interface entre 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.8.

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

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

une réflexion totale, ou destructives. Si l'on souhaite obtenir une structure parfaitement réfléchissante sur une certaine bande de longueurs d'ondes, il convient de choisir judicieusement l'épaisseur des couches. Lorsque l'épaisseur optique totale $n_1 a_1 + n_2 a_2$ des alternances est de $\lambda/2$ où λ est la longueur d'onde, l'onde réfléchie 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 même épaisseur optique $n_1 a_1 = n_2 a_2 = \lambda/4$, on observe que les ondes réfléchies par toutes les interfaces (1), (2), (3), etc. sont en phase. Cela correspond alors à la bande interdite la plus large. Cela permet de réaliser des miroirs diélectriques avec des coefficients de réflexion très élevés et proches de 1.

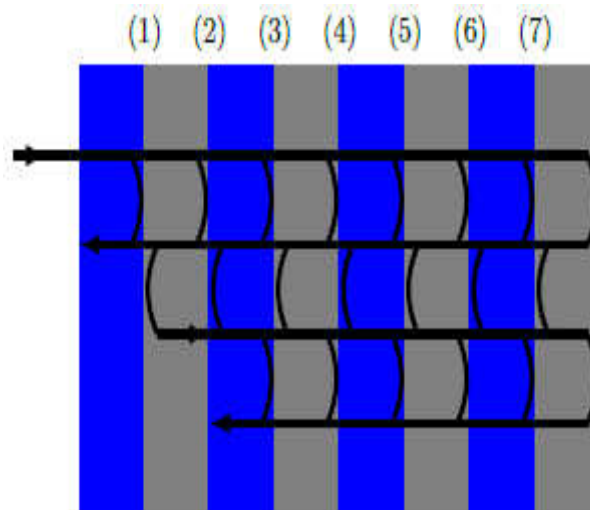


Figure I.8 : Mise en évidence du phénomène d'interférences multiples au sein d'un miroir de Bragg. Une onde incidente se propage au sein d'un premier milieu et à l'interface (1) entre les deux milieux, une partie de cette onde est réfléchie tandis qu'une autre partie est transmise au second milieu. Ce phénomène se répète à toutes les interfaces [26]

Sans rentrer dans le détail des calculs, il a été montré que lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales, la largeur de cette bande interdite $\Delta\omega$ ne dépend que du contraste d'indice [26].

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \cdot \omega_0 \sin^{-1} \left(\frac{|n_1 - n_2|}{n_1 + n_2} \right) \dots \dots \dots (I.49)$$

Où $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$ et $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$ sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques et ω_0 la fréquence centrale.

Les cristaux photoniques unidimensionnels sont donc les structures les plus anciennes qu'avaient été étudiées. Ces dernières servent surtout de miroirs diélectriques (par exemple pour les lasers) ou encore de fibre optique. Au cours de l'année 1972, V.P. Bykov [27] a mené une étude théorique détaillée de structures optiques unidimensionnelles. Plus précisément, il a été le premier à examiner l'effet de bandes interdites sur l'émission spontanée provenant d'atomes et de molécules intégrées à la structure. En conclusion de cette étude, il a également formulé des hypothèses sur l'emploi de structures bidimensionnelles et tridimensionnelles que nous abordons dans la partie suivante.

I.3.2 Bande interdite photonique :

Les solutions exactes des modes dans un cristal photonique peuvent être trouvées par calcul numérique. On les représente dans un graphique ω en fonction de k : c'est la structure de bande.

Pour un système uniforme, la relation est $\omega(k) = ck/\sqrt{\epsilon}$ (les lignes pleines sur le graphique de gauche de la Figure I.9). La courbe en pointillés d'équation $\omega(k) = ck$ représente le cône de lumière, au-dessus duquel des modes radiatifs existent. À la figure du centre, la fonction $\omega(k) = ck/\sqrt{\epsilon}$ est repliée au bord de la zone de Brillouin, puisque

$$\omega(k) = \omega\left(k + \frac{2\pi}{a}\right).$$

Le schéma de droite montre ce à quoi ressemble la structure de bande d'un cristal photonique à une dimension. On remarque qu'à chaque croisement, c'est-à-dire au bord et au centre de la zone de Brillouin, il y a une levée de dégénérescence : les deux courbes s'écartent. Cet écartement est appelé bande interdite photonique car aucun vecteur d'onde n'est associé à ces fréquences. Plus le contraste est grand entre les indices de réfraction, plus la bande interdite est grande. C'est la présence de ces

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

bandes interdites qui donne toutes les propriétés intéressantes des cristaux photoniques. En effet, ils agissent comme des miroirs parfaits à ces fréquences [28].

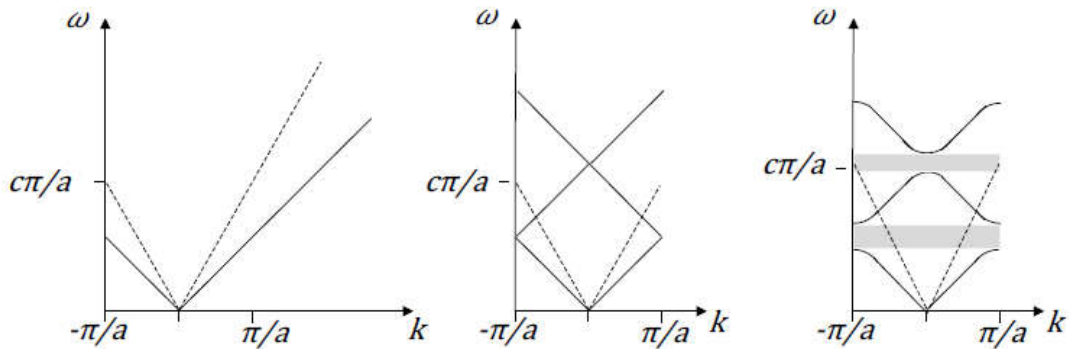


Figure I.9 : Structure de bande $\omega(k)$. Les lignes en pointillés représentent le cône de lumière. Gauche : Système uniforme. Centre : Repliement au bord de la zone de Brillouin. Droite : Cristal photonique à une dimension, en gris : bandes interdites photoniques [28]

I.3.3 Influence de l'angle d'incidence du faisceau lumineux :

A une incidence normale, aucune onde de Bloch à ω_0 (centre de la bande interdite) ne se propage dans la structure. Cependant, un faisceau ayant un angle d'incidence φ possède un chemin optique plus grand entre chaque interface. L'onde voit une période de $a \cos\varphi$ au lieu de a (figure I.10). La résonance aura donc lieu à une longueur d'onde plus petite et la position spectrale de la bande interdite sera en fonction de cet angle.

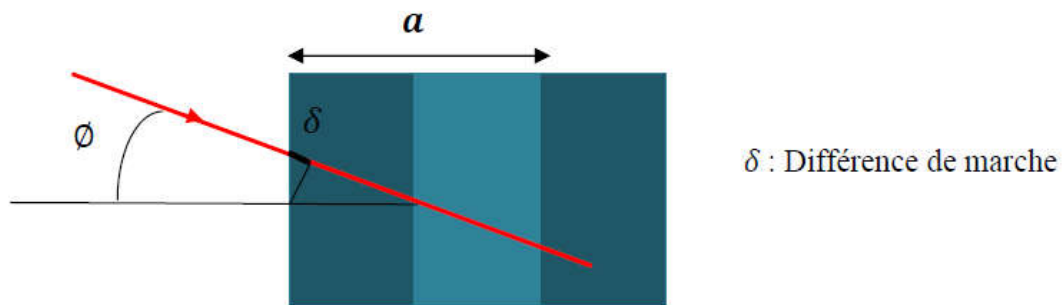


Figure I.10 : Influence de l'incidence du faisceau [29]

L'ouverture de la bande interdite se décentre donc à une énergie $\omega(\varphi) \neq \omega_0$ tant que l'indice est faible, $\omega(\varphi)$ est proche de ω_0 et $\omega(\varphi)$ est encore comprise dans la largeur de la bande interdite. Cependant, lorsque l'angle d'incidence augmente au-delà d'un

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

certain angle critique φ_{BIP} la différence d'énergie $\Delta\omega$ est supérieure à la largeur de la bande interdite donc les ondes de bloch à ω_0 peuvent à nouveau se propager à travers la structure.

Le cône d'angle au sommet de φ_{BIP} est l'ouverture angulaire de la bande interdite Unidimensionnelle : à l'intérieur de ce cône, aucune onde de bloch ne peut se propager à ω_0 figure I.11 [29].

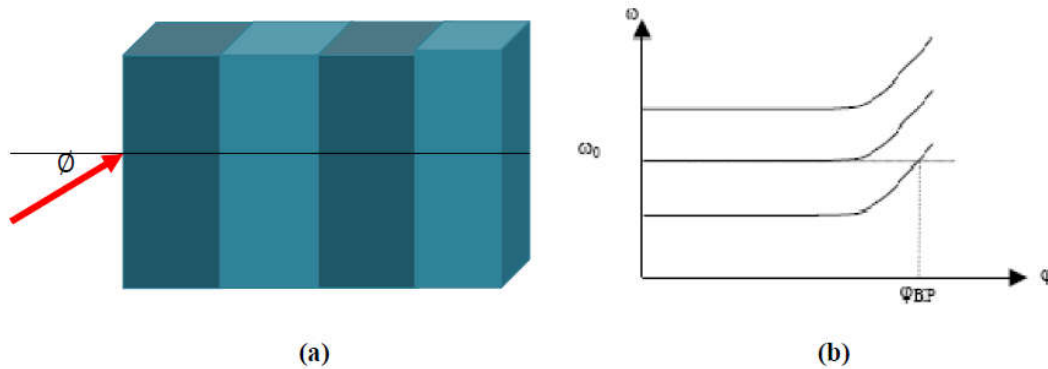


Figure I.11 : (a) Propagation à incidence oblique à travers une structure 1D, (b) Evolution de la bande interdite en fonction de l'angle d'incidence [29]

I.3.4 Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique unidimensionnel :

Un cristal photonique est caractérisé par : les différents matériaux qui le composent, le système cristallin selon lequel ces matériaux sont organisés et les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal. Les quantités représentatives de ces différentes caractéristiques sont :

I.3.4.1 Le contraste d'indice δ :

Rapport entre les indices des deux matériaux, qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique solide.

$$\delta = \frac{n_h}{n_l} \dots \dots \dots (I.50)$$

n_h : L'indice de réfraction du matériau de haut indice.

n_l : L'indice de réfraction du matériau de bas indice.

I.3.4.2 Les périodes :

Ces paramètres géométriques, choisis selon le domaine de fréquence étudié, influent sur les caractéristiques de la bande interdite photonique. La période $a = (a_1 + a_2)$ avec a_1 l'épaisseur de la première couche de permittivité ε_1 et a_2 l'épaisseur de la deuxième couche de permittivité ε_2 . figure I .12.

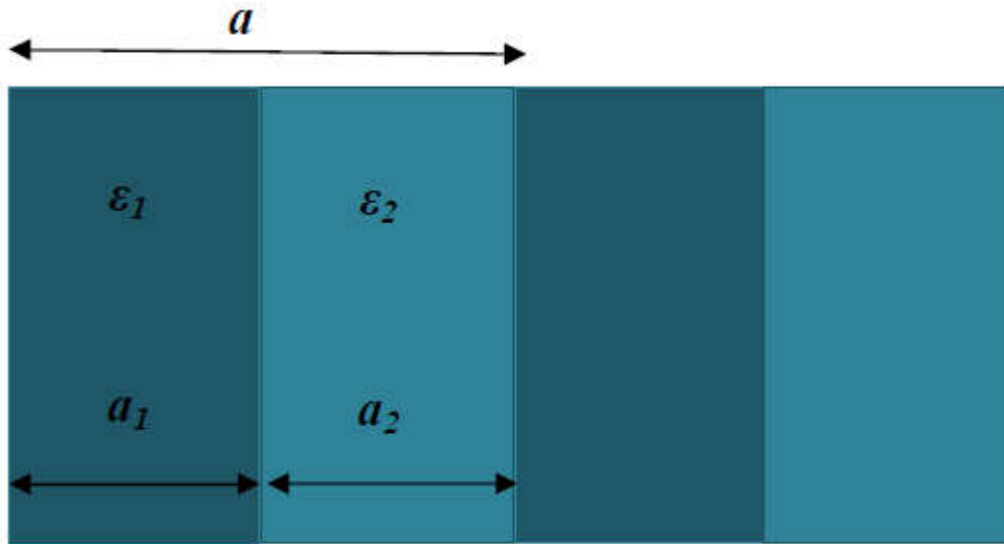


Figure I .12: Période d'un cristal photonique unidimensionnel [30]

I .3.4.3 Le facteur de remplissage f :

Le facteur de remplissage f peut être comparé au largeur du potentiel périodique de la physique du solide. S'il est pris pour le matériau de haut indice par exemple, il est défini comme le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de cellule de cette dernière [30].

$$f = v_i/A \dots\dots\dots(I.50)$$

Avec :

v_i : Volume occupé par le matériau de permittivité ε_i .

A : Volume de la cellule.

I.4 Cristaux photoniques bidimensionnels :

Les cristaux photoniques à deux dimensions, sont composés d'un réseau périodique de trous d'air percés dans un diélectrique (structure connectée) ou de tiges (de piliers) de diélectrique dans l'air (structure déconnectée). Les deux types de structures périodiques diélectriques :

Les structures dites «connectées» Figure I.13, les motifs élémentaires sont d'indice inférieur à l'indice de la matrice diélectrique $n_1 < n_2$ [31].

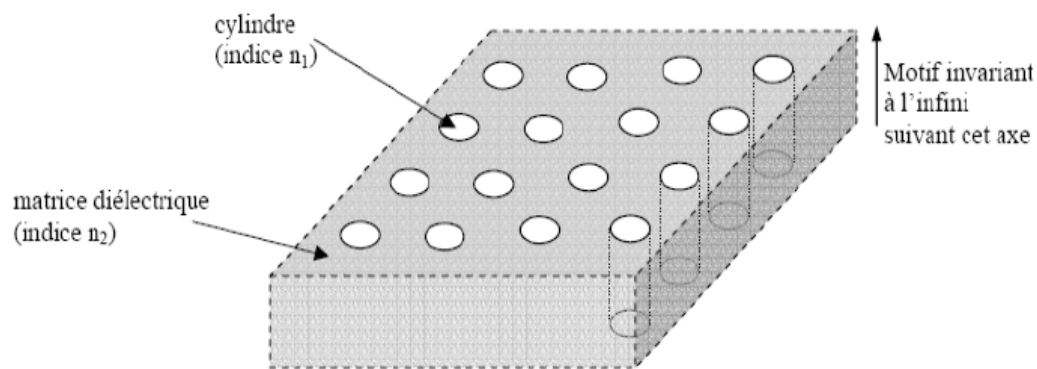


Figure I-13 : Structure périodique 2D connectée [31]

Les structures dites « déconnectées » (Figure I.14) : 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 ou métalliques alignées périodiquement dans l'air ou de la mousse [32].

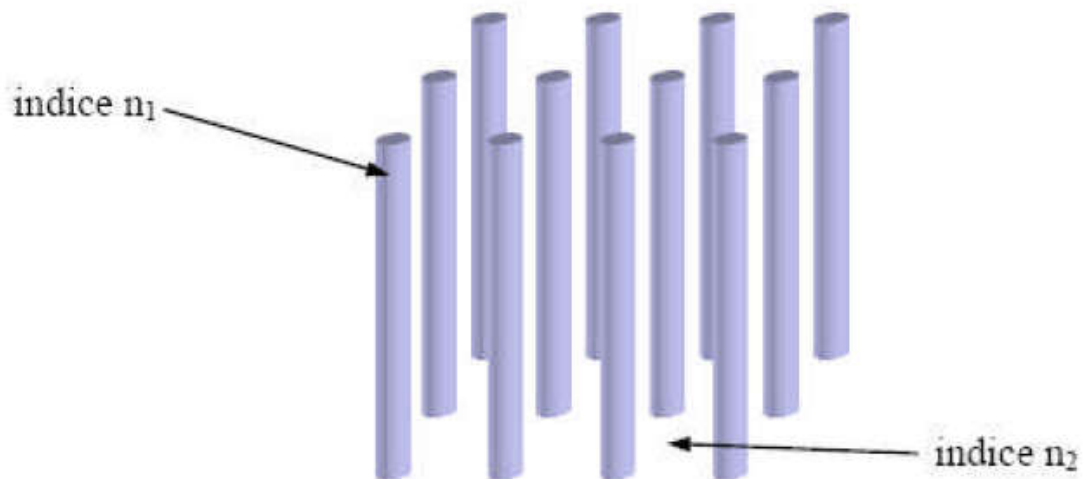
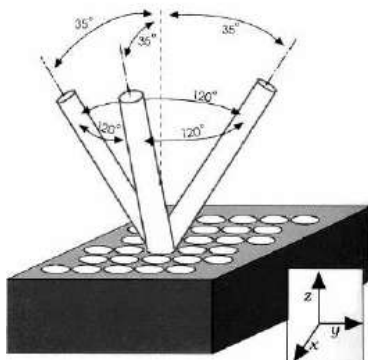


Figure I.14 : Structure périodique 2D déconnectée [32]

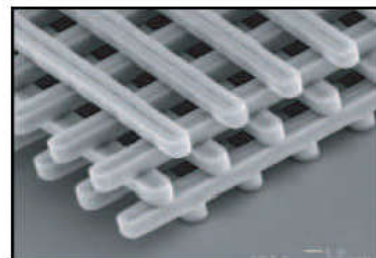
I.5 Cristaux photoniques tridimensionnels :

Les cristaux photoniques 3D constituent la seule structure qui permet d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par K.M. Ho et al. [33]. Il était formé de sphères de silicium arrangées sur une structure diamant. Mais l'histoire retient généralement la célèbre Yablonovite, structure 3D pour les micro-ondes fabriquée en 1993 par E.Yablonovitch [34] en perçant des trous dans du plexiglass selon trois angles azimutaux séparés de 120° (Figure I-15 (a)).

De nombreuses méthodes de fabrication des cristaux photoniques tridimensionnels ont été proposées. Les deux suivantes ont attiré le plus d'efforts de recherche.



(a) : Structure « La Yablonovite »



(b) : Structure « tas de bois »

Figure I.15 : Structure 3D [34]

I .5.1 Structures « Tas de bois » :

Ces structures 3D sont obtenues en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin 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 [35] (Figure I-15 (b)).

I .6 Les différents matériaux utilisés :

De nombreuses structures à bandes interdites unidimensionnelles, bidimensionnelles et même tridimensionnelles ont déjà été réalisées sur différents matériaux tels que le silicium, les semi-conducteurs III-V...

I .6.1 Le Silicium SI :

A l'heure actuelle, on ne sait pas quel matériau est le plus adapté aux nanotechnologies pour la réalisation des cristaux photoniques mais parmi les matériaux d'indice de réfraction élevé, le silicium semble être très approprié : en effet, la technologie Si est extrêmement bien contrôlée et compatible avec des applications intégrées CMOS pour l'Electronique.

I .6.2 Les semi-conducteurs III-V :

La réalisation de cristaux photoniques sur semi-conducteur est bien maîtrisée actuellement. Parmi les semi-conducteurs III-V utilisés, InP, GaAs, GaN sont les plus répandus. La littérature montre de nombreuses méthodes de fabrication de réseaux périodiques sur semi-conducteurs. [36]

I .7 Les cristaux photoniques dans la nature :

L'intuition naturelle consiste à attribuer les couleurs que l'on retrouve dans les mondes animal, végétal et minéral à l'absorption sélective de la lumière due à la présence de pigments.

Si on prend l'exemple de la chlorophylle, celle-ci donne sa couleur verte aux végétaux suite à l'absorption des lumières rouge et bleue. Cependant, toutes les couleurs rencontrées ne doivent pas leur présence à un phénomène aussi simple qu'est l'absorption. En effet, des études ont montré que des structures naturelles pouvaient avoir exactement les mêmes caractéristiques que les cristaux photoniques artificiels. Les colorations vives et très caractéristiques (et souvent très directionnelles) de certaines espèces sont parfois dues à la présence de structures relativement complexes présentant un arrangement périodique. Elles participent notamment à la

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

communication intra spécifique (entre mâle et femelle) ou interspécifique (couleurs avertissant es) [37].

Dans cette partie, nous présentons brièvement où il est possible de trouver des structures naturelles à cristal photonique.

I.7.1 Les opales :

Un exemple d'opale naturelle est présenté sur la figure (I.16). Il s'agit d'un minéral typique d'origine sédimentaire formé par le dépôt chimique d'eaux très riches en silice et par l'accumulation de squelettes d'organismes marins. Il s'agit d'un minéral colloïdal amorphe, ou micro-cristallin qui contient de la silice et de l'oxygène dans un rapport de un à deux, tout comme le quartz, ainsi que de l'eau. On la trouve principalement en globules et en croûtes de coloris très variés. L'opale présente diverses sous-variétés, dont certaines sont utilisées en joaillerie et classées comme pierre fines ; ces variétés se distinguent par leur origine, la couleur du fond ou sa nature. Sans jeux de couleurs elle est classée « commune », avec jeux de couleurs elle est classée « précieuse » ou « noble ». Le « dessin arlequin » désigne une répartition extrêmement rare des couleurs d'une opale, celle de l'habit aux carreaux bien définis mais ce n'est pas une variété.

Un opale « arlequin » peut être noire, blanche, boulder, etc. Une étude au microscope électronique a permis d'en révéler sa structure à caractère périodique. Elle est formée de petites sphères environnées d'espaces vides équidistants. Face aux ultraviolets, elle a souvent une fluorescence jaune ou verte. Les micro-billes de silice peuvent être considérées comme un réseau de diffraction de la lumière incidente. Même si le contraste d'indice entre l'air et la silice ($n = 1,5$) est faible, on peut utiliser ce genre de structures avec un contraste important pour réaliser des structures à bande interdite photonique.



Figure I.16 : un exemple d'opale naturelle, minéral dans lequel on retrouve certaines propriétés des cristaux photoniques [37]

I .7.2 Les papillons :

Parmi les nombreux insectes qu'il est possible de trouver dans la nature, les papillons font parti des plus colorés. Il a été montré qu'ils sont grandement tributaires de la lumière incidente et qu'ils sont équipés d'un arsenal impressionnant pour gérer cette interaction avec les ondes électromagnétiques [38]. Une analyse au microscope des ailes a permis de révéler que celles-ci étaient constituées d'écailles à la géométrie particulière. En effet, il se trouve que celle-ci varie continuellement et périodiquement comme le montre l'analyse réalisée au microscope d'une des ailes de papillon (cf. figure I.17). De cette étude, en est sorti le fait que l'aile de ce papillon présente une structure assimilable à un cristal photonique à bande interdite photonique.

C'est principalement cette caractéristique qui donne ces couleurs si particulières aux ailes des papillons. En effet, ce réseau réfléchit la lumière pour certaines longueurs d'onde dans des directions différentes en fonction de la longueur d'onde. Outre la production de couleurs, les structures photoniques des animaux assurent de nombreuses autres fonctions vitales pour leur organisme telles que l'adaptation à la température extérieure, la protection du corps ou l'hydrophobie [39] : les ailes des papillons ne mouillent pas, elles sont super hydrophobes de par leur structure en stries

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

micrométriques. Non seulement les points de contact d'une goutte d'eau avec l'aile sont rares (ce contact se fait au sommet des stries), mais ils sont constitués de molécules hydrophobes. Ces deux propriétés empêchent l'eau de s'étaler (effet lotus). Non soumise aux forces de contact, l'eau tend à se concentrer en gouttes d'autant plus sphériques que l'hydrophobie est forte. Elle s'écoule alors le long de la surface, entraînant sur son passage les éventuelles impuretés et saletés rencontrées.



Figure I.17 : les papillons sont parmi les insectes les plus colorés. Leurs ailes présentent des caractéristiques assimilables à celles des cristaux photoniques comme le montre la figure de droite. Elle présente l'agrandissement d'une aile de papillon. On y aperçoit un arrangement périodique des écailles [39]

I.8 Conclusion :

Durant ce chapitre, on a pu définir les concepts généraux des cristaux photoniques. Dans un premier temps, nous nous sommes focalisés sur l'étude théorique des CPs, en étudiant l'origine de la bande interdite photonique qui dérive de l'analogie entre l'équation de Schrödinger et les équations de Maxwell.

Afin de mieux appréhender les cristaux photoniques unidimensionnels, sur lesquels nous allons orienter notre étude, pour le chapitre qui suit-on va présenter la méthode de matrice de transfert qui va être utilisée pour simuler le spectre de transmission et de réflexion d'un réseau de Bragg.

Référence:

- [1] Melle Benaissa Fatima ;(2012 ~2013) ; Magister en Physique ; Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques dans les guides à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques.
- [2] Deeksha rani “ design and analysis of all optical logic gates based on 2-d photonic crystals”, Masters of engineering in electronics and communication engineering roll no. 801361006
- [3] JOANNOPOULOS, J. D., MEADE, R. D., WINN, J. N. *Photonic crystal. Molding the fow of light*.Princeton University Press, Princeton, 1995, 137 p.
- [4] MCPHEDRAN, R.C., NICOROVICI, N.A., MCKENZIE, D.R., BOTTEN L.C., PARKER A.R., ROUSE, G.W. The sea mouse and the photonic crystal.*Australian journal of chemistry*, 2001, vol 54, n° 4, p 241-244.
- [5] KOSSEL, D. Analogies between thin-film optics and electron-band theory of solids. *Journal of the optical society of America*, 1966, vol 56, p 1434.
- [6] YEH, P., YARIV, A., HONG, C. S. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory. *Journal of the optical society of America*, 1977, vol 67, n° 4, p 423-438
- [7] YABLONOVITCH, E. Inhibited spontaneous emission in sold state physics and electronics. *Physical review letters*.1987, vol 58, n°20, p 2059-2062
- [8] YABLONOVITCH, E. Photonic band-gap structures. *Journal of the optical society of America B*, 1993, Vol 10, n° 2, p283-295
- [9] DESIERES Yohan ; Ingénieur INSA 2001 ; Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon.
- [10] AhlemBenmerkhi, « Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités a cristaux photoniques », Thèse de doctorat, 20 /05 / 2012.
- [11] BELHASSOS Ahlam METREF Sofiane ;2016/2017 Etude et simulation des cristaux photoniques.
- [12] K. Sakoda, „Optical Properties of Photonic Crystals““, vol. 80 of Springer series in optical sciences, Springer, Berlin Heidelberg New York, 2001.

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

- [13] 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.
- [14] Y. Benachour, “Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire”, Thèse de Doctorat n.8997, Université de Paris Sud XI, Orsay, 2008.
- [15] K. Busch, „Photonic band structure theory: assessment and perspectives“, C. R. Physique 3, p.53-66, 2002.
- [16] G.C. Righini, A. Verciani, S. Pelli, M. Guglielmi, A. Martucci, J. Fick, G. Vitrant, *Pure Appl. Opt.* 5, 655, 1996.
- [17] C.J. Brinker, G.W. Scherer, *Sol–Gel Science: The Physics and Chemistry of Sol–Gel Processing*, Academic Press, New York, 1990.
- [18] MOHAMMEDI Mohamed Yassine ;FENTOUSSaid 2014/2015; Etude et Simulation des cristaux photoniques appliqués en télécommunications optiques.
- [19] F.F.Y. Wang “introduction to solid state electronics ” North- Holland Publishing Company- amsterdam-NewYork- Oxford, 1980 .
- [20] H. Jones “ The theory oh Brillouin zones and electronic states in crystals”North- Holland Publishing Company- Amsterdam Oxford- American Elsevier Publishing company, NewYork 1975.
- [21] MEADE, R. D., DEVENYI, A., JOANNOPOULOS, J. D., ALERHAND, O. L., SMITH, D. A., KASH, K. Novel applications of photonic band gap materials : Low-loss bends and high Q cavities. *Journal of Applied Physics*, 1994, vol 75, n° 9, p 4753-4755
- [22] COCCIOLI, R., BORODITSKY, M., KIM, K.W., RAHMAT-SAMII, Y., YABLONOVITCH, E. Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity, *IEE Proceedings optoelectronics*, 1998, vol 145, n° 6, p 391-397.
- [23] VUCKOVIC, J., LONCAR, M., MABUCHI, H., SCHERER, A. Photonic crystal microcavities for strong coupling between an atom and the cavity field, *Proceedings of the LEOS*, 2000, Puerto Rico , p 840-841.
- [24] L. Rayleigh. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure. *Philosophical Magazine*, 24(147) :145–159, 1887.
- [25] E. Yablonovitch. Photonic crystals : what’s in a name ? *Optics and Photonics news*, 18, 12-13, mars 2007.

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

- [26] T.E. Sale. Vertical cavity surface emitting lasers. Research Studies Press. Taunton, Somerset, 1995.
- [27] V.P. Bykov. Spontaneous emission in a periodic structure. J. Exp. Theor. Phys., 35 :269, 1972.
- [28] GASCON Annabelle ;2010 ; FABRICATION ET CARACTÉRISATION DE CRISTAUX PHOTONIQUES POUR EXALTATION DE FLUORESCENCE.
- [29] Melle. SAIDANI Asma ;2014 ; APPLICATION DES METHODES STOCHASTIQUES POUR L'OPTIMISATION DES FILTRES PASSE-BANDE À BASE DES CRISTAUX PHOTONIQUES UNIDIMENSIONNELS.
- [30] Yannick Merle, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n°47-2003, Université de Limoges, Novembre 2003.
- [31] D Maystre, “Electromagnetic study of photonic band gaps”, Pure Appl. Opt., Vol. 3, p.975, 1994.
- [32] Yannick Merle, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n°47-2003, Université de Limoges, Novembre 2003.
- [33] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, « Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures », Physical Review Letters, vol. 65, no. 25, pp. 3152, 1990.
- [34] 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, pp. 2295-2298, 1991.
- [35] 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, N° 6690, pp. 251-253, 1998.
- [36] MOHAMMEDI Mohamed Yassine , FENOUS Said ;2015 ; Etude et Simulation des cristaux photoniques appliqués en télécommunications optiques.
- [37] Serge Berthier. Des insectes à la photonique. Pour la Science, 401 :32–39, 2011.
- [38] J.B. Jones, J.V. Sanders, and E.R. Segnit. Structure of opal. Nature, 204 :990–991, December 1964.

Chapitre I : généralité sur les cristaux photoniques

[39] O. Graydon, G.J. Parker, and R. Sambles. Nature's nanostructures colour wings and stones. *Opto and Laser Europe*, 51:31–36, June 1998.

Chapitre II

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

II.1 Introduction :

Un guide d'onde en électromagnétisme est un élément capable de guider une onde électromagnétique depuis un point d'entrée jusqu'à un point de sortie. En 1840, le physicien Babinet met au point la théorie du guidage optique en créant la première fibre optique en verre [40]. Il expose ensuite sa théorie en fabriquant une fontaine à travers laquelle passe un rayon de lumière naturelle, pour montrer à ses étudiants que le faisceau suit la courbure de l'eau, donnant ainsi naissance au premier guide liquide. Un an plus tard, le physicien Colladon reprend cette idée et fabrique des fontaines géantes en y incorporant des lampes électriques à arc [41]. La théorie, dans le cas d'un guide métallique, fût quant à elle proposée par J. J. Thomson en 1893 et la première démonstration expérimentale fût effectuée par O. Lodge une année plus tard en 1894. Cependant, il fallut attendre 1897 afin de trouver la première analyse mathématique du guidage. Cette analyse fût réalisée par Lord Rayleigh dans un guide d'onde métallique creux.

II.2 Théorie des guides d'onde :

Les guides optiques sont des guides diélectriques qui confinent et guident la lumière. L'optique intégrée utilise généralement des structures planaires de faibles dimensions et des matériaux qui permettent des fonctions de type couplage, modulation, multiplexage, amplification.... Ces guides sont associés aux fibres optiques de structure cylindrique dont la fonction principale est la transmission de l'information. Cette partie présente brièvement la théorie des guides d'ondes plans dont le développement plus complet se trouve dans de nombreux ouvrages [42-43].

II.2.1 Guides d'onde plans :

Les couches minces que nous avons utilisées dans notre travail entrent dans la catégorie des guides d'onde plans. Un guide d'onde est un matériau diélectrique homogène et transparent d'indice n et d'épaisseur d , limité d'une part par un substrat d'indice n_s et d'autre part par un superstrat (généralement l'air) d'indice n_a (fig. II.1). La condition essentielle à vérifier pour qu'il y ait guidage, concerne l'indice du guide qui doit être supérieur aux indices des deux milieux adjacents ($n > n_s, n_a$).

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

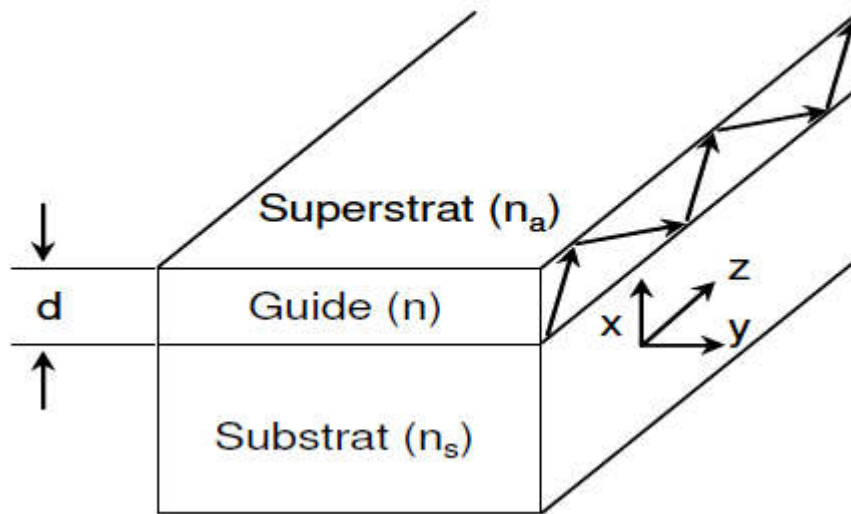


Figure II.1 : Schéma d'un guide d'onde plan [43]

L'indice d'un guide d'onde peut être constant le long de son épaisseur, on parle alors de guide à saut d'indice ou peut varier avec la profondeur, il s'agit dans ce cas d'un guide à gradient d'indice.

La figure II.2 présente ces différents profils.

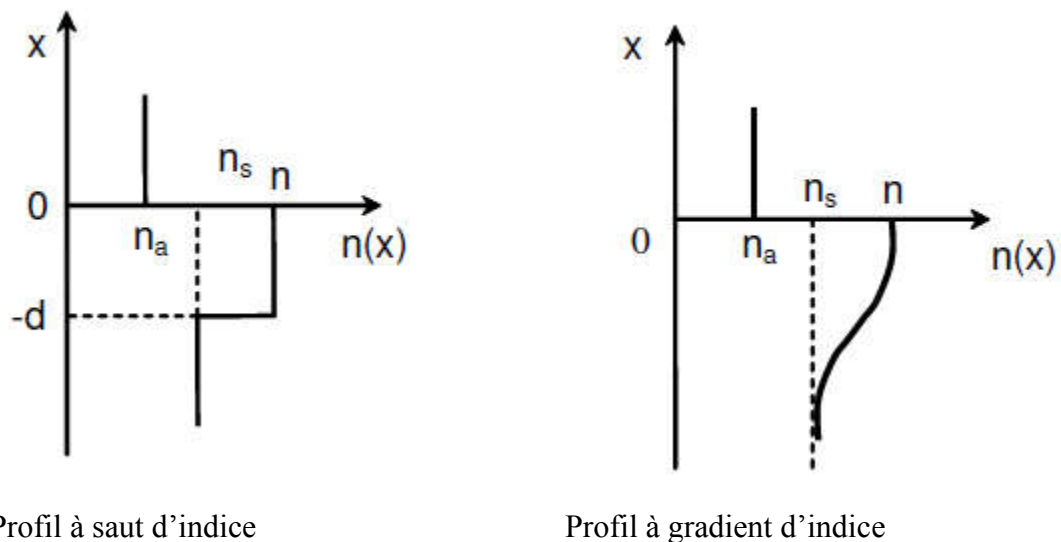


Figure II.2 : Différents profils d'un guide d'onde plan [43]

Les paramètres importants à prendre en compte lors de l'étude d'un guide sont l'indice et l'épaisseur, ainsi que la répartition de l'énergie lumineuse à l'intérieur de la

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

couche guidante. C'est pourquoi nous allons dans le paragraphe suivant présenter les outils mathématiques permettant de déterminer ces paramètres [44].

II.2.2 Propagation de la lumière dans un guide d'onde plan :

Le traitement de la propagation d'une onde électromagnétique dans un guide d'onde plan peut être effectuée en utilisant deux approches :

- La première utilise les rayons optiques (l'optique géométrique) ;
- La seconde est basée sur les équations de Maxwell.

Ces deux approches permettent de déterminer l'équation de dispersion des modes guidés qui traduit une condition de résonance à l'intérieur de la couche guidante et apporte des informations sur les paramètres optogéométriques (indice et épaisseur) du guide d'onde. Toutefois seule la deuxième approche permet de déterminer les expressions des champs électromagnétiques associés aux modes guidés ainsi que leurs distributions dans le guide [44].

II.2.2.1 Guides d'ondes plans à saut d'indice :

On va appliquer les deux approches, géométriques et ondulatoires, pour l'étude de la propagation de la lumière dans un guide d'onde plan à saut d'indice.

II.2.2.1.1 Approche d'optique géométrique :

La description de l'optique géométrique, bien qu'approximative, elle donne une bonne idée des propriétés du guidage de la lumière se propageant dans un milieu. Elle est valide quand les dimensions d'un guide sont beaucoup plus larges que la longueur d'onde λ considérée.

On utilise un guide diélectrique planaire dont la forme la plus simple constitué d'une couche mince d'indice de réfraction n_f entourée par un substrat d'indice $n_s < n_f$ et un revêtement supérieur d'indice $n_c < n_f$ (Fig. II.3)

La lumière est confinée par réflexion totale aux interfaces couche_guidante-substrat et couche_guidante-revêtement. En considérant la lumière qui se propage dans la couche guidante en tant que rayon lumineux on obtient un trajet en forme de zigzag. Ce sont la réflexion et la réfraction aux interfaces qui détermine ce trajet. Elles sont régies par la loi de Snell-Descartes (Figure II.4) :

$$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2 \dots \dots \dots (II.1).$$

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

Qui formule la dépendance entre l'angle de réflexion θ_1 et l'angle de réfraction θ_2 d'un rayon incident à l'interface de deux milieux d'indices de réfraction respectivement n_1 et n_2 .

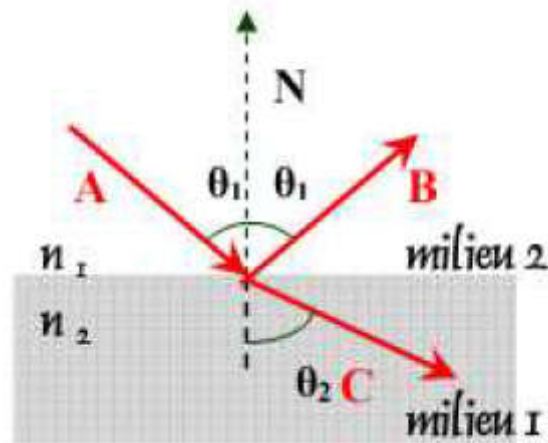


Figure. II.5 : Réflexion et réfraction d'un rayon optique à l'interface de deux milieux d'indice de réfraction n_1 et n_2 [44]

Dans le cas du modèle simple d'un guide planaire à trois couches, on peut définir les angles critiques des interfaces couche guidante-substrat et couche guidante revêtement du guide comme suit :

$$\sin(\theta_{c1}) = \frac{n_2}{n_1} \quad (II.2)$$

Et :

$$\sin(\theta_{c2}) = \frac{n_3}{n_1} \quad (II.3)$$

Généralement, l'angle θ d'incidence peut se trouver dans trois gammes de valeurs, représentées sur la figure ci-dessous :

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

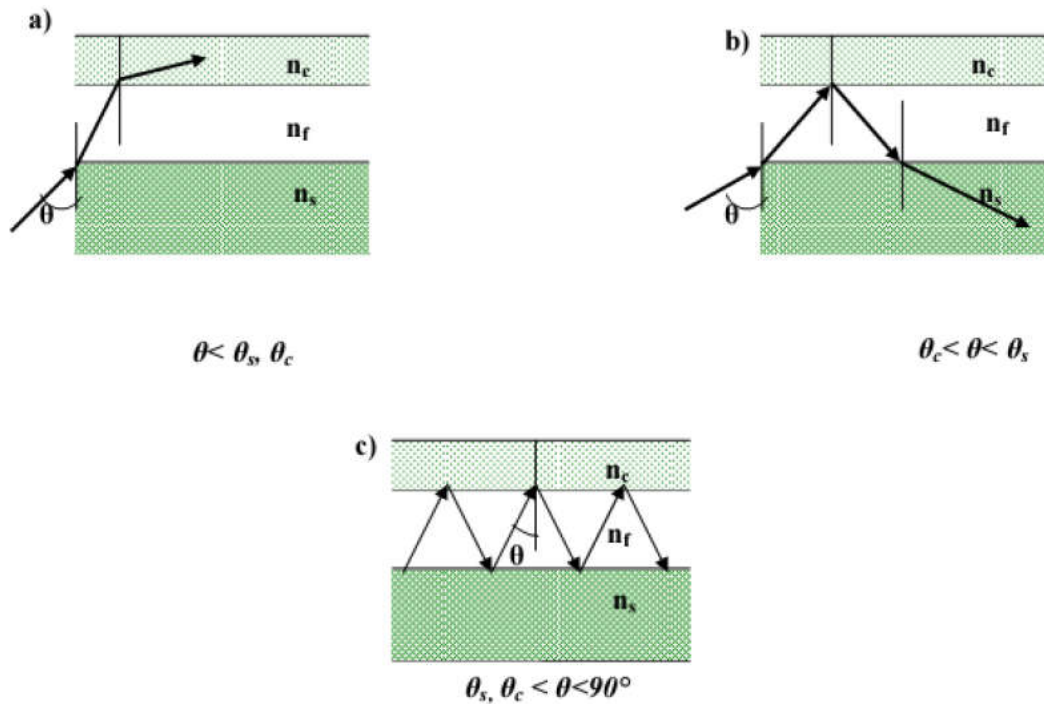


Figure II.6 : Propagation de la lumière dans un guide en fonction de l'angle d'incidence θ [44]

Si l'angle θ est petit, $\theta < \theta_s, \theta_c$ le rayon lumineux est réfracté et s'échappe de la couche guidante à travers de revêtement, donc la lumière n'est pas confinée, de tels modes sont dits des modes de radiation. Alors que si θ dépasse θ_c mais plus petit que θ_s le rayon lumineux incident du substrat est réfracté par l'interface couche_guidante-substrat, ensuite entièrement réfléchi à l'interface couche_guidante-revêtement et enfin réfracté dans le substrat à travers lequel la lumière s'échappe de la structure. Finalement, pour les angles $\theta_s, \theta_c < \theta < 90^\circ$ la lumière est confinée dans la couche guidante, suite à la réflexion totale à deux interfaces, et se propage en forme de zigzag, de tels modes sont dits modes guidés.

On suppose que la lumière se propage dans la direction z , le confinement se produit transversalement dans la direction x , la lumière et le guide sont uniforme dans la direction y perpendiculaire au plan XZ . On considère des ondes stationnaires dans la direction x et progressive dans la direction z . Ces ondes sont considérées λ_0 et un vecteur d'onde k dans un plan normal à la surface d'onde [45].

$$2\pi\lambda = 2\pi\lambda_0 \sin\theta = k_0 \lambda_0 \sin\theta \dots \dots \dots (II.4).$$

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

Les composants du vecteur k sont :

$$k_x = k_0 n \sin \theta \quad \text{sin} \theta = \dots \dots \dots \quad (\text{II.5}).$$

$$k_z = k_0 n \cos \theta \dots \dots \dots \quad (\text{II.6}).$$

doit être bornée

$$k_0 n \sin \theta < k_0 n \quad \dots \dots \dots \quad (\text{II.7}).$$

En introduisant la notion d'indice effectif défini comme :

$$n_{\text{eff}}^2 = k_0^2 n^2 \sin^2 \theta \dots \dots \dots \quad (\text{II.8}).$$

Donc, la condition de propagation devient :

$$n_{\text{eff}} < n_{\text{core}} < n_{\text{cladding}} \dots \dots \dots \quad (\text{II.9}).$$

II.3 les Méthodes de modélisation des cristaux photoniques :

Pour étudier et comprendre la propagation des champs électromagnétiques dans les cristaux photoniques, des méthodes analytiques et numériques ont été implémentées. Ces méthodes permettent l'accès à des grandeurs réputées inaccessibles par des mesures expérimentales mais qui peuvent être nécessaire à la compréhension du comportement des CPhs. Toute la difficulté de la modélisation des cristaux photoniques réside dans le fait que ces matériaux ont une périodicité de l'ordre de la longueur d'onde d'étude et une taille de plusieurs longueurs d'onde. Plus on diminue la longueur d'onde d'étude, plus les phénomènes à prendre en compte deviennent complexes. Les ressources systèmes nécessaires pour effectuer le calcul augmentent de pair, et cela quelque soit le code numérique utilisé. La puissance de calcul des supercalculateurs voire même des PC est aujourd'hui suffisante pour modéliser les cristaux photoniques (figure II.7). Ce n'était pas vrai, il y a seulement 10 ou 15 ans. Il

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

n'existe pas une méthode unique pour modéliser les CPhs. Chaque méthode a ses avantages et ses inconvénients et est adaptée à certains cristaux photoniques. La modélisation des dispositifs comme des lignes micro-rubans ou les antennes patches ne nécessite pas autant de ressources systèmes, leur taille est beaucoup plus faible devant la longueur d'onde d'étude. Les méthodes usuelles des dispositifs micro-ondes peuvent être utilisées, moyennant quelques adaptations, pour les cristaux photoniques. On peut citer comme méthode couramment employée, la méthode des éléments finis, des différences finies et des volumes finis. Ces méthodes nous permettent de tracer la réflexion, la transmission et le diagramme de rayonnement. Au prix de quelques modifications, on obtient aussi la structure de bande du CPh, que l'on peut aussi obtenir en utilisant des méthodes issues de la physique du solide. Ces dernières ont subi quelques adaptations pour prendre en compte le caractère vectoriel des champs. La méthode la plus utilisée est la méthode des ondes planes. La méthode des liaisons fortes est adaptée pour l'étude des défauts. Il existe une dernière catégorie de méthodes qui ne sont pas numériques mais analytiques ou quasi-analytiques. Si pour des CPhs 1D, il est aisé d'utiliser des méthodes analytiques, pour les dimensions supérieures, il devient relativement difficile de le faire [46].

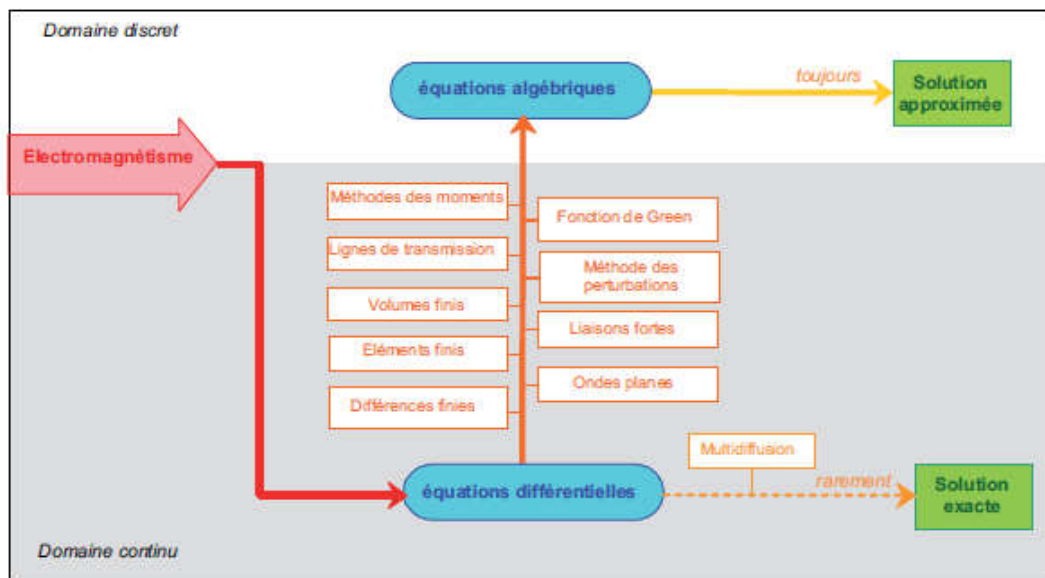


Figure II.7 : Résolution des équations de Maxwell [46]

Les méthodes les plus citées dans la littérature pour l'étude des cristaux photoniques sont:

Méthode de décomposition en ondes planes.

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

Méthode des différences finies temporelles (FDTD).

Méthode des faisceaux propagés (BPM).

Méthode de matrice de transfert (TMM).

II.3.1 La méthode des ondes planes (PWE) :

La méthode des ondes planes est la méthode privilégiée pour le calcul des diagrammes de dispersion dans les CP [Joannopoulos 1995]. Comme son nom l'indique, elle repose sur la décomposition en ondes planes du champ électrique ou magnétique.

C'est une méthode de résolution dans le domaine fréquentiel des équations de Maxwell. Elle est basée sur la décomposition en ondes planes du problème électromagnétique. Cette méthode est essentiellement utilisée pour analyser les propriétés dispersives des matériaux à bandes interdites photoniques et permet de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique.

La technique PWE consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. La méthode de décomposition en ondes planes est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes des cristaux photoniques parfaitement périodiques. Dans ce travail, nous utilisons la méthode PWE pour étudier la bande interdite de la structure photonique. [47]

II.3.2 La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain):

Depuis le premier algorithme proposé par Yee en 1966 [48], la méthode des différences finies dans le domaine temporel (finite difference time domain, FDTD) a été très utilisée en électro-

Magnétisme. Sa versatilité permet de simuler la plupart des systèmes. Cette technique de calcul par éléments finis décompose l'espace-temps selon une grille de cellules élémentaires.

Les équations de Maxwell sont remplacées par un système d'équations qui relie le champ électromagnétique de chaque cellule aux champs des cellules voisines. Ces équations sont résolues en fonction des conditions initiales et des conditions aux limites.

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

La méthode FDTD permet de résoudre les équations de Maxwell avec une précision arbitraire en augmentant la densité de la grille de cellules élémentaires. Cette méthode permet de calculer les diagrammes de bande mais est surtout utilisée pour simuler la propagation de la lumière dans les structures à base de cristaux photoniques en calculant l'évolution temporelle du champ électromagnétique. Le comportement spectral d'une structure est déduit de cette évolution temporelle par transformation de Fourier. Les simulations FDTD effectuées durant cette thèse utilisent l'algorithme développé à l'université de Pavie par M. Agio [49].

II.3.3 La méthode des faisceaux propagés BPM (Beam Propagation Method):

La BPM permet d'analyser les structures non uniformes suivant une direction de propagation quel que soit monomode ou Multi mode, le principe de cette technique repose sur la décomposition de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu homogène sur une distance δz et d'une correction de phase due au milieu initial. La propagation de l'onde est plus aisée à réaliser dans le domaine fréquentiel à l'aide de la base des modes propres de propagation dans le milieu homogène alors que la correction de phase sera triviale dans le domaine spatial ; Dans ce travail, nous utilisons la méthode BPM pour étudier la propagation monomode ou Multi mode dans la structure photonique. [50]

II.3.4 La méthode des matrices de transfert:

Elle est souvent utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission des empilements unidimensionnels [51], mais a été adaptée au cas bidimensionnel par Pendry [52,53].

La structure est divisée en une succession de couches et une matrice de transfert permet de relier les champs dans une couche à ceux de la couche précédente [54]. La fréquence est ici une variable, et non plus une inconnue comme dans le cas des ondes planes. Ainsi, il est aussi possible, par cette méthode, de remonter à la structure de bande puisque l'on calcule les éventuels vecteurs d'onde de propagation en fonction de la fréquence. De plus, l'éventuelle dépendance en fréquence du constant diélectrique sera plus facilement prise en compte. Pour ceux qui s'intéressent à cette méthode, Le fichier source d'un programme développé dans le laboratoire de Pendry

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

[55] est disponible sur Internet à l'adresse citée dans la référence [56]. Un exécutable Windows basé sur ce programme et écrit par Reynolds, de l'Université de Glasgow, est également en libre accès [57].

II.4 Choix de la méthode numérique:

L'étude des systèmes multicouches (cristaux photoniques à 1D) consiste à calculer les propriétés optiques d'une structure donnée et, d'autre part à résoudre le problème inverse qui est de concevoir une structure ayant des propriétés optiques déterminées.

Pour décrire le formalisme permettant de calculer les propriétés optiques d'un système, nous allons nous intéresser plus particulièrement alors à la détermination du facteur de réflexion de la structure en fonction de la longueur d'onde incidente.

D'une manière générale toutes les méthodes proposées présentent des avantages et des inconvénients. Pour nos calculs, nous avons choisie la méthode des matrices de transfert qui répond aux critères [58] :

- L'aptitude de la méthode à traiter les cristaux photoniques à 1D
- Précision
- Rapidité
- Et facilité de mise en œuvre

II.5 Formalisme des matrices transferts (TMM) :

La technique des matrices transferts est connue depuis très longtemps [59]. Elle est essentielle pour l'étude des cristaux photoniques. La TMM permet de réduire le domaine selon l'axe perpendiculaire à l'interface air/CPh. Dans ce paragraphe, les matrices transferts seront étudiées et appliquées aux cristaux photoniques 1D. Les incidences obliques sont prises en compte aussi. Pour obtenir la réflexion/transmission d'un CPh 1D, nous utilisons l'équation d'onde en E pour la polarisation TE et l'équation d'onde en H pour la polarisation TM. Les deux polarisations sont découplées. On utilise la même démarche de résolution pour les deux polarisations.

Nous étudierons seulement l'équation d'onde en E :

$$\nabla^2 \mathbf{E}_r = -\epsilon_0 \mathbf{J} \dots \dots \dots (II.1)$$

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

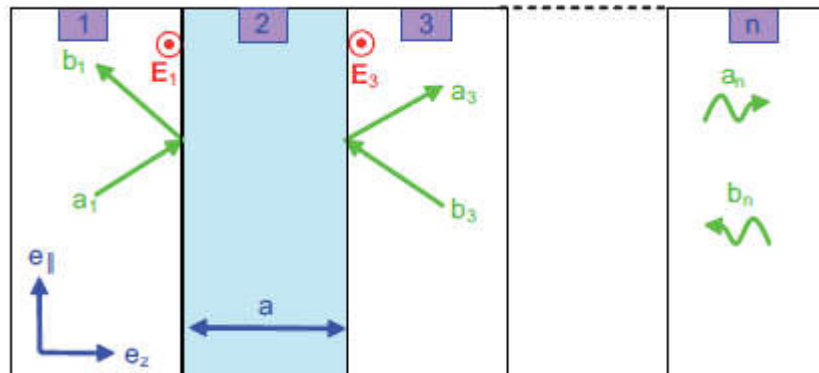


Figure II.8 : Décomposition en onde progressive et rétrograde [59]

Pour résoudre l'équation précédente, nous utilisons le formalisme des matrices de transfert et les conditions aux limites d'une couche. Le champ E pour une couche n s'écrit sous forme d'une somme, d'une onde progressive et d'une onde rétrograde (figure II.8) :

$$E(z) = E_0 e^{i\beta z} + E_1 e^{-i\beta z} \dots \dots \dots \quad (II.2)$$

Les relations de passage d'une couche à une autre peuvent être écrites sous forme d'une matrice transfert :

$$E_2 = T_{12} E_1 + T_{21} E_2 \dots \dots \dots \quad (II.3)$$

Les relations de continuité des champs tangentiels E et H permettent d'obtenir la matrice T entre deux couches :

$$T = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \frac{Z_2}{Z_1} & 1 - \frac{Z_2}{Z_1} \\ 1 - \frac{Z_2}{Z_1} & 1 + \frac{Z_2}{Z_1} \end{pmatrix} \dots \dots \dots \quad (II.4)$$

$$T_{12} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}$$

Le déphasage et l'atténuation entre le début d'une couche et la fin de cette même couche :

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

$$\mathbf{T} = \mathbf{T} \mathbf{0} \mathbf{0} \mathbf{T} \dots \dots \dots (II.5)$$

\mathbf{i}, \mathbf{a}

La matrice transfert d'une couche à une autre est obtenue par le produit des matrices précédentes. Par exemple, la matrice transfert de la couche 1 à la couche 3 s'écrit (figure 1.10) :

$$\mathbf{T}_{31} = [\mathbf{T}] \mathbf{T}_{11} \dots \dots \dots (II.6)$$

$\mathbf{T}_{23} [\mathbf{T}] [\mathbf{T}_{12}]$

Pour éviter des instabilités dans le calcul de la réflexion/transmission, les matrices de déphasage et d'interface doivent être écrites de manière inversées et on écrit les relations de passage de la couche 3 à la couche 1 :

$$\mathbf{T}_{11} = [\mathbf{T}_{12}]^{-1} [\mathbf{T}_{2}]^{-1} [\mathbf{T}_{23}]^{-1} \mathbf{T}_{31} \dots \dots \dots (II.7)$$

L'instabilité provient des deux termes d'atténuation dans la matrice de déphasage : z). On peut penser que le sens des relations de passage n'a pas d'influence sur la stabilité car la matrice de déphasage est symétrique. En fait, le calcul de la réflexion/transmission n'est pas le même selon le sens de passage et entraîne donc une instabilité dans le sens direct et pas dans le sens inverse [60].

Enfin, il suffit d'écrire la relation de passage précédente sous forme de matrice de dispersion pour obtenir la réflexion/ transmission :

$$\mathbf{T}_{12} = \mathbf{T}_{11} \mathbf{T}_{12} \mathbf{T}_{21} \mathbf{T}_{22} \dots \dots \dots (II.8)$$

La réflexion et la transmission sont définies sur la figure II.9 Elles sont positionnées aux niveaux des interfaces extérieures de la couche.

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

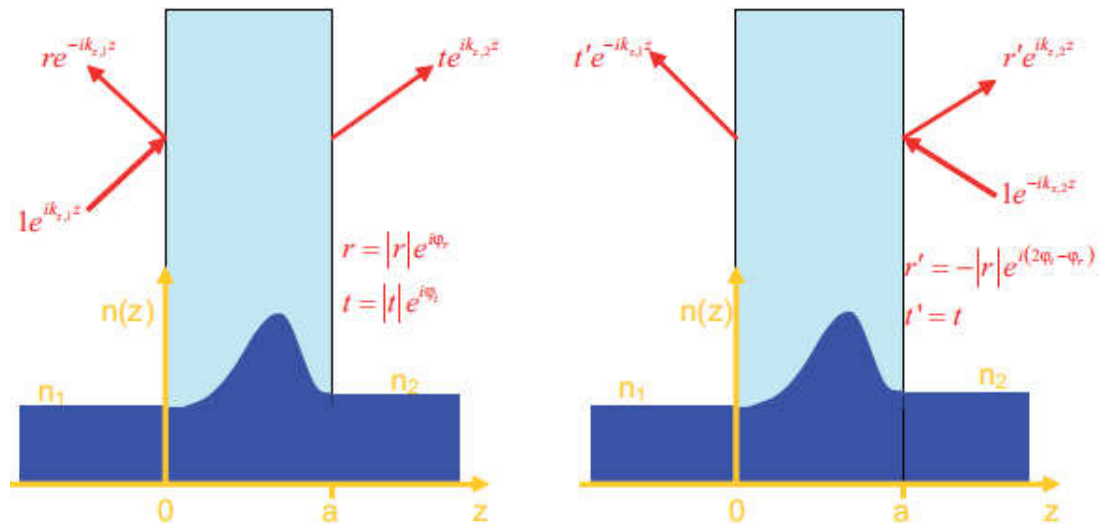


Figure II.9 : Coefficient de réflexion et de transmission [60]

La réflexion et la transmission sont obtenues à partir des paramètres S définies à l'équation II.9 et l'équation II.10:

$$\boxed{11} \dots \dots \dots (II.9)$$

$$\boxed{21} - i \boxed{0d} \dots \dots \dots (II.10)$$

II.6 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté brièvement en premier lieu une méthode d'analyse qui n'est rien d'autre que la méthode de transfert employée pour tracer les réponses spectrales en termes de transmission et réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel CP-1D. Afin d'optimiser les performances de ce type de structure, la méthode de synthèse qui est celle de recuit simulé est utilisée pour approcher la fonction synthétisée des coefficients de réflexion et de transmission.

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

Référence :

- [40] J. Hecht. City of Light, The Story of Fiber Optics. Oxford University Press, 1999.
- [41] D. Colladon. On the reflections of a ray of light inside a parabolic liquid stream. Compt. Rend., 15, 800–802, 1842.
- [42] Nishihara H., Haruna M., Suhara T., “*Optical Integrated Circuits*”, Edition McGraw-Hill Optical and Electro-Optical Engineering Series, 1989.
- [43] Snyder A.W., Love J.D., “*Optical Waveguide Theory*”, Chapman and Hall, London, 1983.
- [44] Faïza MERICHE ; 2008 ; Structuration 1D et 2D de matériaux diélectriques par ablation laser nanoseconde : Applications aux couches minces et monocristaux de LiNbO₃ et couches minces de TiO₂.
- [45] Boudelal Riad ; 2010 ; ETUDE DE COUPLAGE D’UN GUIDE D’ONDES AVEC UNE FIBRE OPTIQUE APPLICATION EN OPTIQUE INTEGREE POUR LES TELECOMS OPTIQUES.
- [46] Laurent OYH’ENART ; 2005 ; MODELISATION, REALISATION ET CHARACTERISATION DE CRISTAUX PHOTONIQUES TRIDIMENSIONNELS EN VUE D’APPLICATIONS A LA COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE.
- [47] A. P. Kabilan, X. S. Christina and P. E. Caroline, “Design of optical logic gates using photonic crystal”, Proc. Int. Conf. on Internet (2009), 1-4.
- [48] K. S. Yee, “Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwells Equations in Isotropic Media”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 14, no. 3, pp. 302-307, 1966.
- [49] M. Agio, Optical Properties and Wave Propagation in Semiconductor-Based Two-Dimensional Photonic Crystals, Ph.D. thesis, Università degli Studi di Pavia, Pavia, Italy and Iowa State University, Ames, Iowa, 2003.
- [50] Christian Grillet, «Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l’optique intégrée», Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [51] P. Yeh, Optical Waves in Layered Media, Wiley, New York (1988).
- [52] J. B. Pendry, Calculating photonic band structure. Journal of physics: condensed matter 8, p. 1085 (1996).

Chapitre II : théorie de guidage et méthodes de calcul

- [53] J. B. Pendry, Photonic band structures. Journal of modern optics 41, p. 209 (1994).
- [54] D. Cassagne, Matériaux à bandes interdites photoniques. Ann. Phys. Fr. 23, n°4 (1998).
- [55] P. M. Beli, J. B. Pendry, L. Martin Moreno et A. J. Ward, A program for calculating photonic band structures and transmission coefficients of complex structures. Computer physics communications 85,p.306 (1995).
- [56] <http://www.sst.ph.ic.ac.uk/photonics>.
- [57] <http://www.elec.gla.ac.uk/areynolds/SoftwareMain.htm>.
- [58] MOHAMMEDI Mohamed Yassine ,FENTOUS Said;2015; Etude et Simulation des cristaux photoniques appliqués en télécommunications optiques.
- [59] M. Born and E. Wolf, Principles of optics, Cambridge Press (1999). 71
- [60] Laurent OYH'ENART ; 2005 ; MODELISATION, REALISATION ET CHARACTERISATION DE CRISTAUX PHOTONIQUES TRIDIMENSIONNELS EN VUE D'APPLICATIONS A LA COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE

Chapitre III

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

III.1 Introduction :

Dans ce chapitre, nous allons présenter et simuler le spectre de réflexion et de transmission d'un cristal photonique unidimensionnel (réseau de Bragg), en utilisant le logiciel MATLAB à partir des éléments de la méthode des matrices de transfert.

III.2 Réseaux de Bragg :

Les réseaux de Bragg sont fabriqués en insolvant le cœur du guide optique par un champ d'interférence de lumière de longueur d'onde UV. Grâce à un phénomène de photosensibilité de la silice, cette insolation engendre une modulation d'indice de pas L et une augmentation de l'indice moyen de la silice dopée qui permet d'obtenir ainsi un filtre en longueur d'onde (Figure III.1) [61].

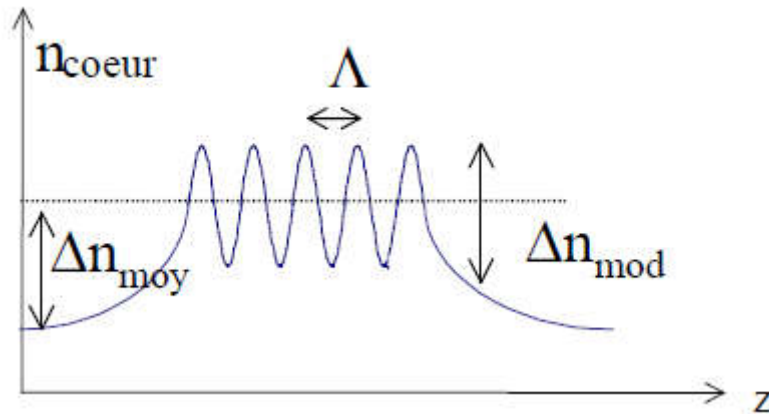


Figure III.1: Profil longitudinal de l'indice d'un cœur photo-inscrit [61]

III.3 Etude d'un réseau de Bragg:

III.3.1 Structure d'étude :

La structure d'étude est un empilement unidimensionnel périodique de deux matériaux, suspendu sur un substrat et soumis à une onde plane en incidence variable d'angle ϕ (figure(III.2)). La structure étant unidimensionnelle, les deux matériaux ont pour indice n_1 et n_2 et pour épaisseurs a_1 et a_2 respectivement dans une période. Une telle structure est un miroir de Bragg si $n_1 a_1$ et $n_2 a_2$ sont des multiples impairs de $\lambda/4$. Cependant, si l'écart d'indice $\Delta n = |n_1 - n_2|$ est important (de l'ordre de 1), le réseau

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

peut atteindre la réflectivité maximale pour d'autres paramètres que ceux respectant strictement la condition de Bragg [62].

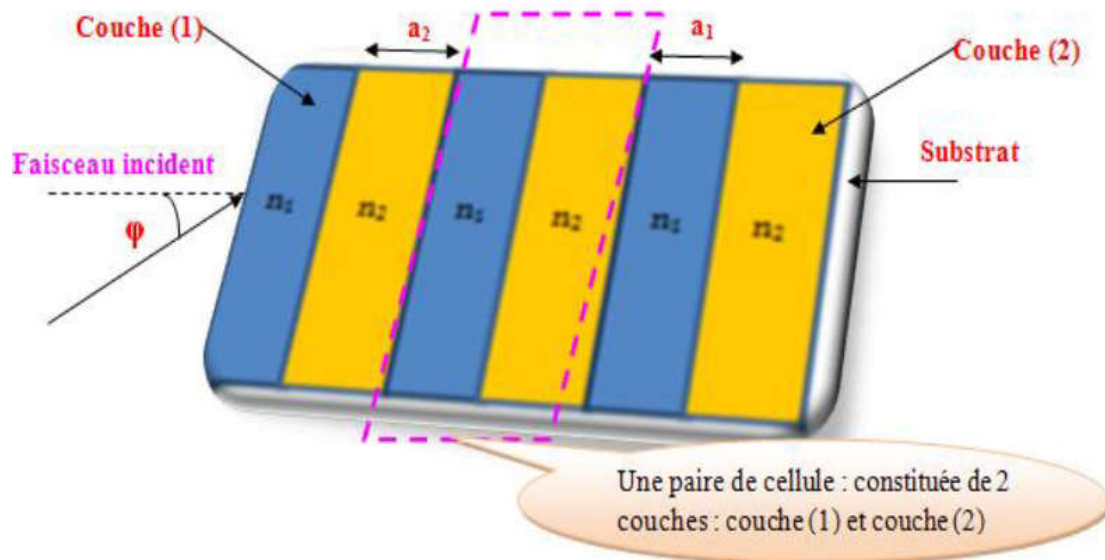


Figure III.2 : Représentation des différents paramètres opto-géométriques d'un réseau de Bragg [62]

III.3.2 Simulation des coefficients de réflexion et de transmission d'un cristal photonique unidimensionnel (réseau de Bragg):

La position de la bande interdite photonique peut être sensiblement translatée et élargie par variation des paramètres géométriques tels que le nombre de cellules, l'épaisseur de chaque couche, angle d'incidence ainsi que les indices de réfraction des empilements alternés.

Afin de voir l'influence de ces paramètres, nous allons simuler le spectre de transmission et de réflexion en variant à chaque fois un des paramètres géométrique du cristal photonique unidimensionnel.

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

III.3.2.1 influence de la réfringence du milieu :

On va prendre de structures unidimensionnelles ayant des couches de diélectriques différents.

Tel que, dans la première simulation, on prend une alternance entre le TiO_2 et SiO_2 et en deuxième simulation ça serait le Inp avec la silice.

Pour cela on va considérer, pour le premier cas, les paramètres opto-géométriques qui figurent dans le tableau (III.1). Les résultats de simulation sont représentés dans la figure (III.3).

Premier cas :

Nombre de paires de cellules	20
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	2.232
Indice de réfraction de la couche(2)	1.451
l'épaisseur de la couche(1)	0.1736 μm
l'épaisseur de la couche(2)	0.2672 μm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[0.5-0.5-2] μm

Tableau III.1 : Présentation des différentes valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg ayant des couches à réfraction de la couche(1)>de la couche(2)

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

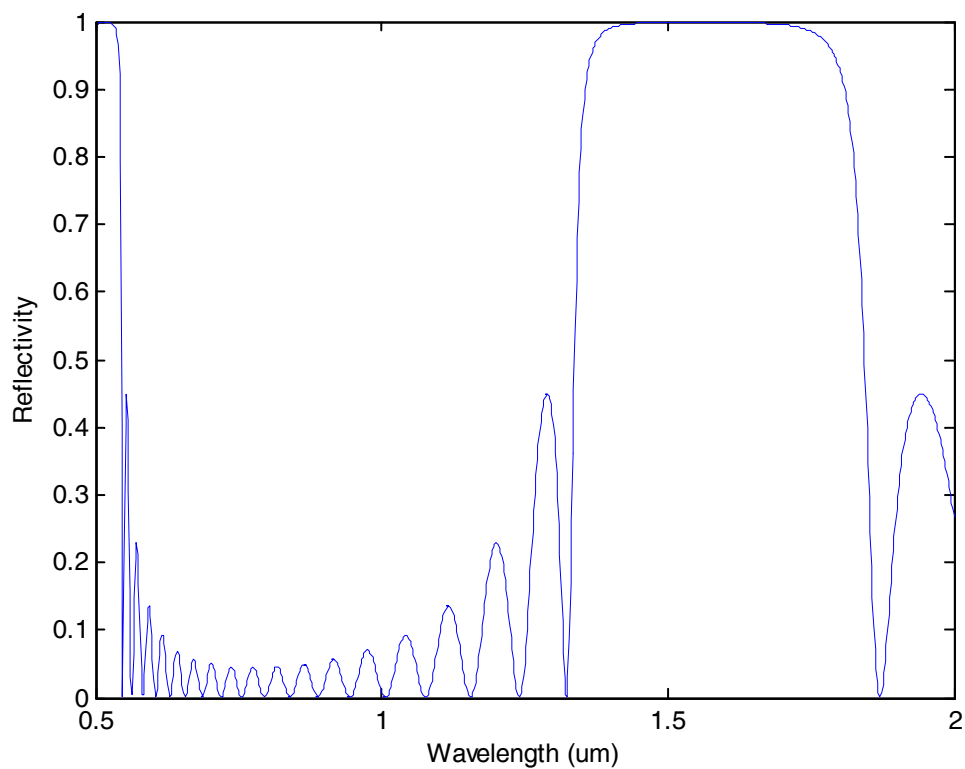


Figure III.3.a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.1)

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

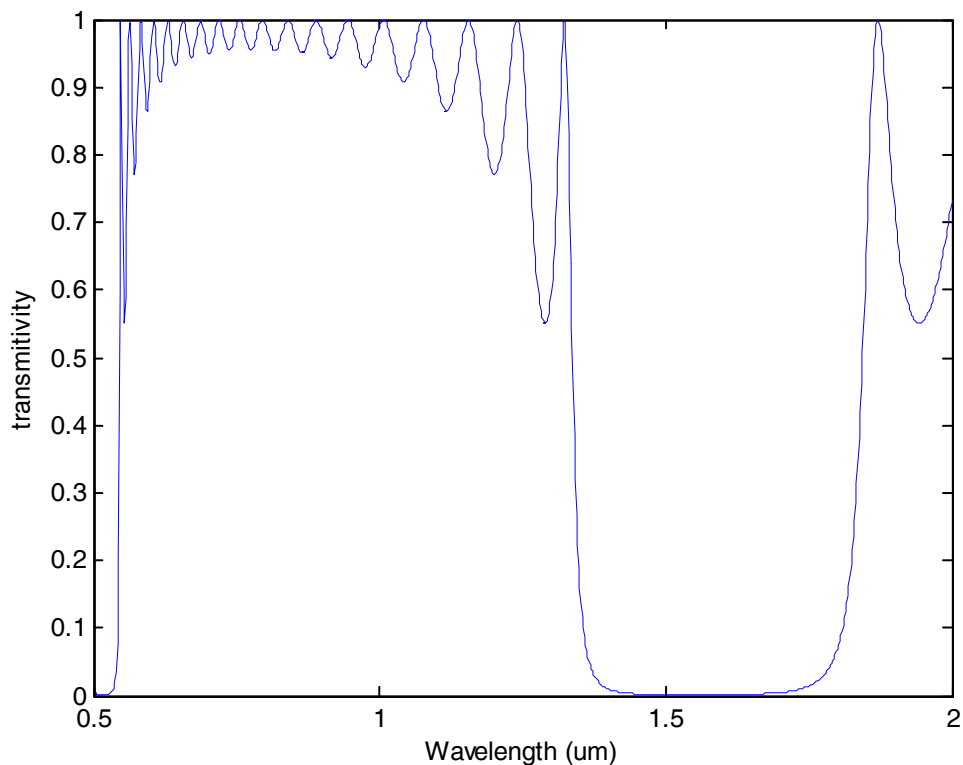


Figure III.3.b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.1)

Interprétation :

Dans ce premier cas, on constate une réflexion maximale de 99%, ce qui implique une transmission de 1% de l'onde incidente à travers le réseau et l'apparition d'une bande interdite photonique $B = [1.42-1.8] \mu\text{m}$.

Deuxième cas :

Nombre de paires de cellules	20
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	3.6
Indice de réfraction de la couche(2)	1.46
l'épaisseur de la couche(1)	$0.1736 \mu\text{m}$
l'épaisseur de la couche(2)	$0.2672 \mu\text{m}$
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	$[0.5-0.5-2.5] \mu\text{m}$

Tableau III.2 : Les valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg avec un changement dans la réfraction des deux couches (réfraction de la couche(1) > réfraction de la couche(2))

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde a base des cristaux photoniques

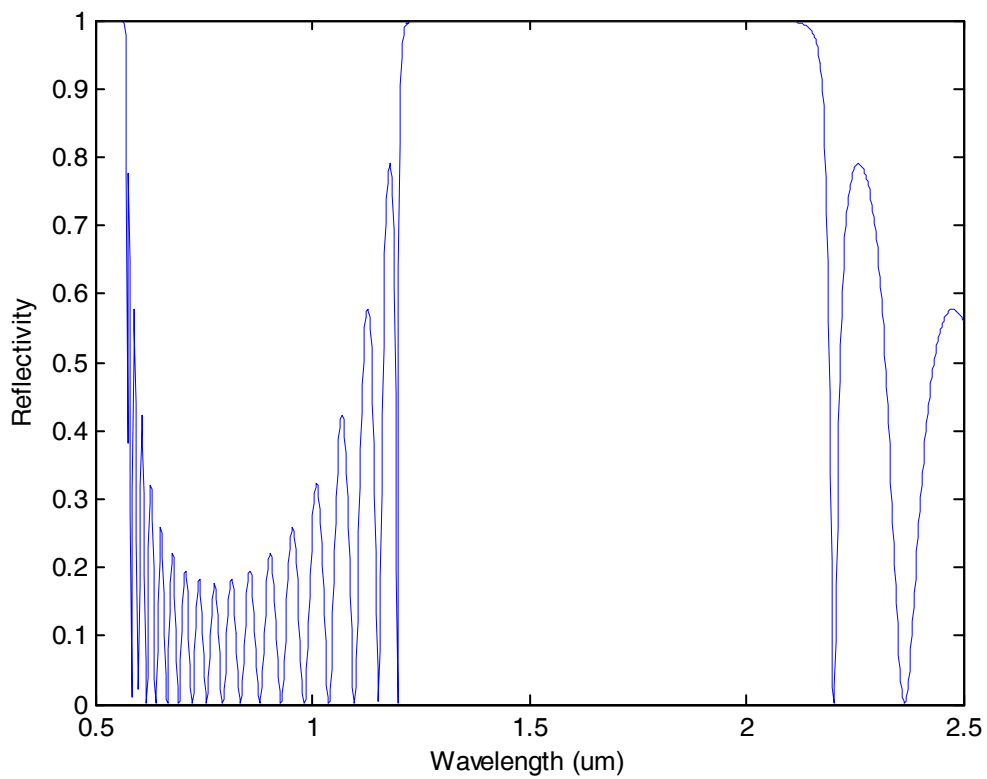


Figure III.4.a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.2)

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

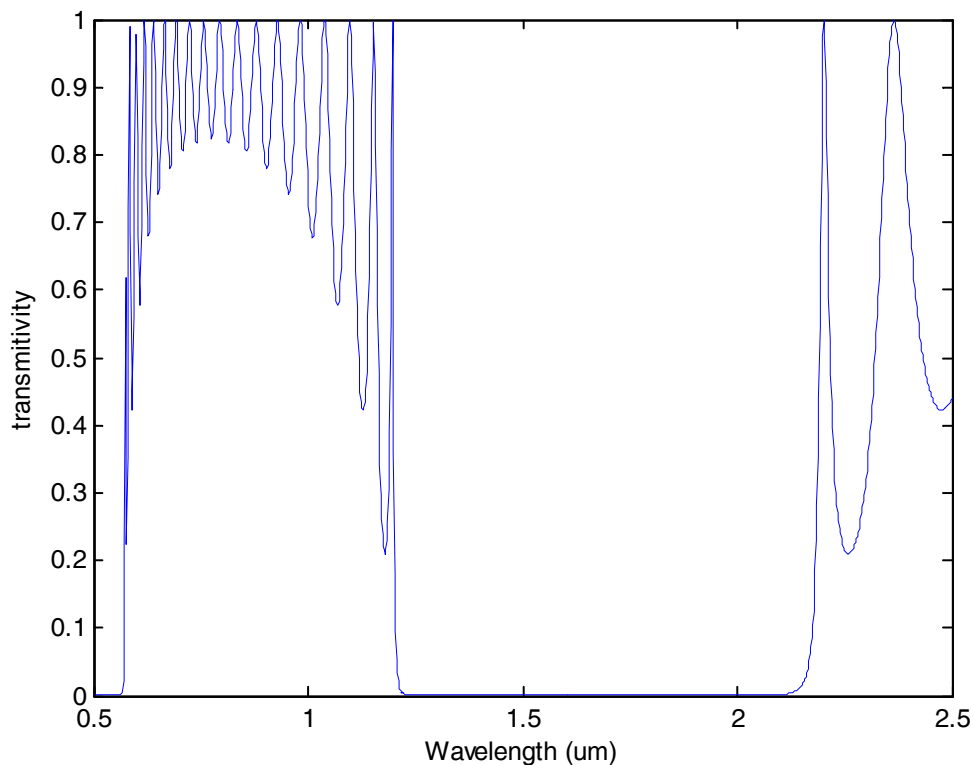


Figure III.4.b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.2)

Interprétation :

Cette fois-ci, on a un pic de réflectivité maximale jusqu'à 99% s'accordé d'une transmission de 1% de l'onde incidente et l'apparition de une bande interdite plus large $B = [1.2-2.25] \mu\text{m}$.

Analyse des commentaires :

Pour l'indice de réfraction de la couche (1) > de la couche (2), nous remarquons la présence d'une bande interdite B, ayant un maximum de réflectivité égale à 100%, la bande interdite $B = [1.42-1.8]$, et dans le deuxième cas on a augmenté encore une fois pour l'indice de réfraction la couche (1) > et le (2) on a obtenu une large bande interdite par rapport le premier cas.

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

III.3.2.2 influence de nombre des couches :

Dans cette partie, on va étudier l'influence de nombre de couches sur la bande interdite photonique, en changeant le nombre de paires de cellules $N=6, 12, 18$ et en considérant les paramètres géométriques qui figurent dans le tableau(III.3).

Nombre de paires de cellules	6,12 ,18
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	1.45
Indice de réfraction de la couche(2)	2.232
l'épaisseur de la couche(1)	0.1736 μm
l'épaisseur de la couche(2)	0.2672 μm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[0.2-0.1-1] μm

Tableau III.3 : Les valeurs des paramètres opto-géométriques d'un empilement de N paires de cellules (N=6,12, 18).

Premier cas : N=6

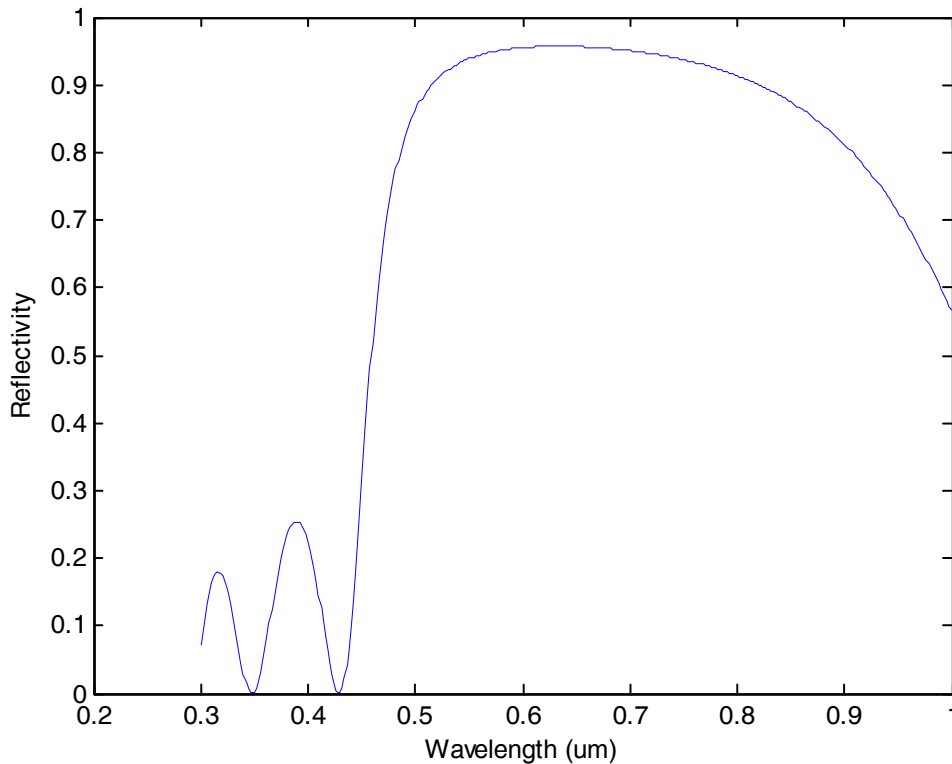


Figure III.5.a : Facteur de réflexion d'un empilement de $N=6$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (III.3)

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

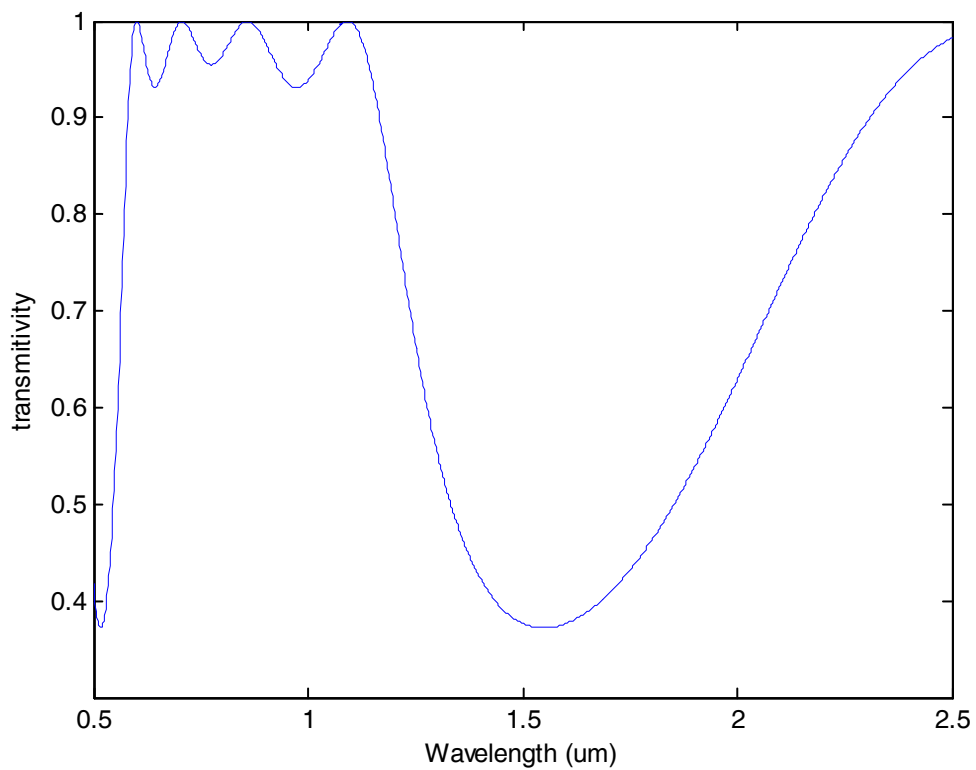


Figure III.5.b : Facteur de transmission d'un empilement de $N=6$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (III.3)

Deuxième cas : $N=12$

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

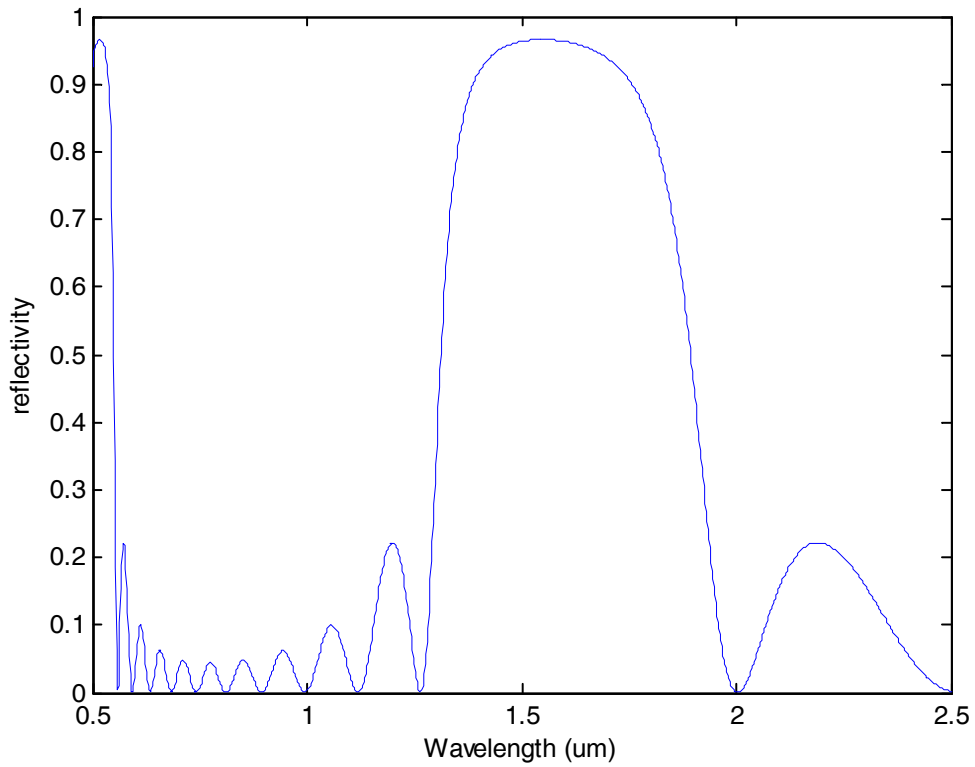


Figure III.6.a : Facteur de réflexion d'un empilement de $N=12$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (III.3)

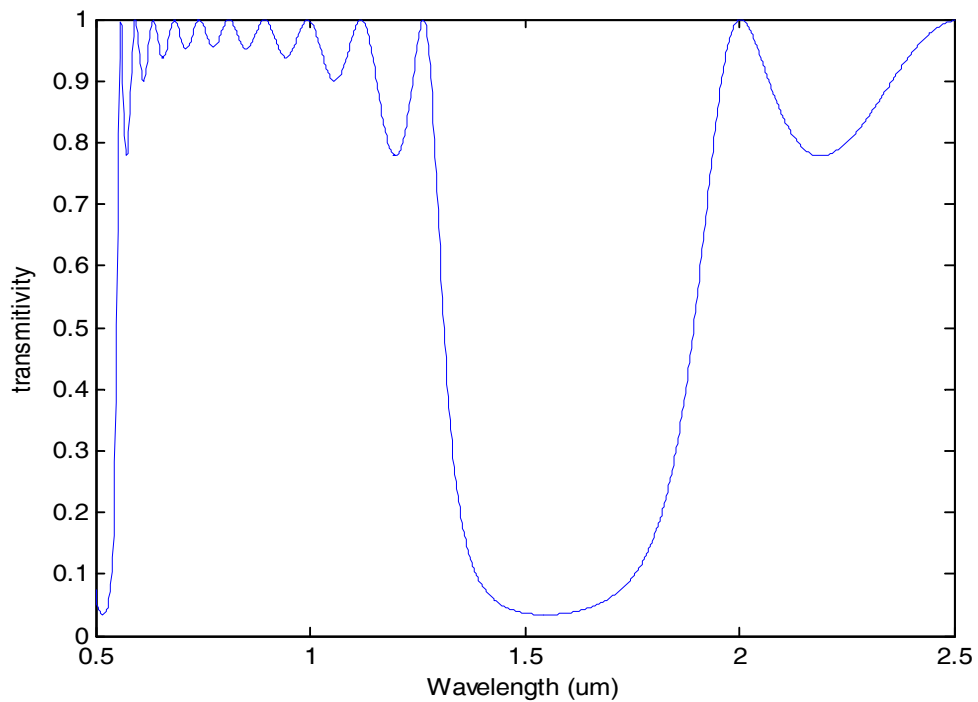


Figure III.6.b : Facteur de transmission d'un empilement de $N=12$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (III.3)

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

Troisième cas : $N=18$

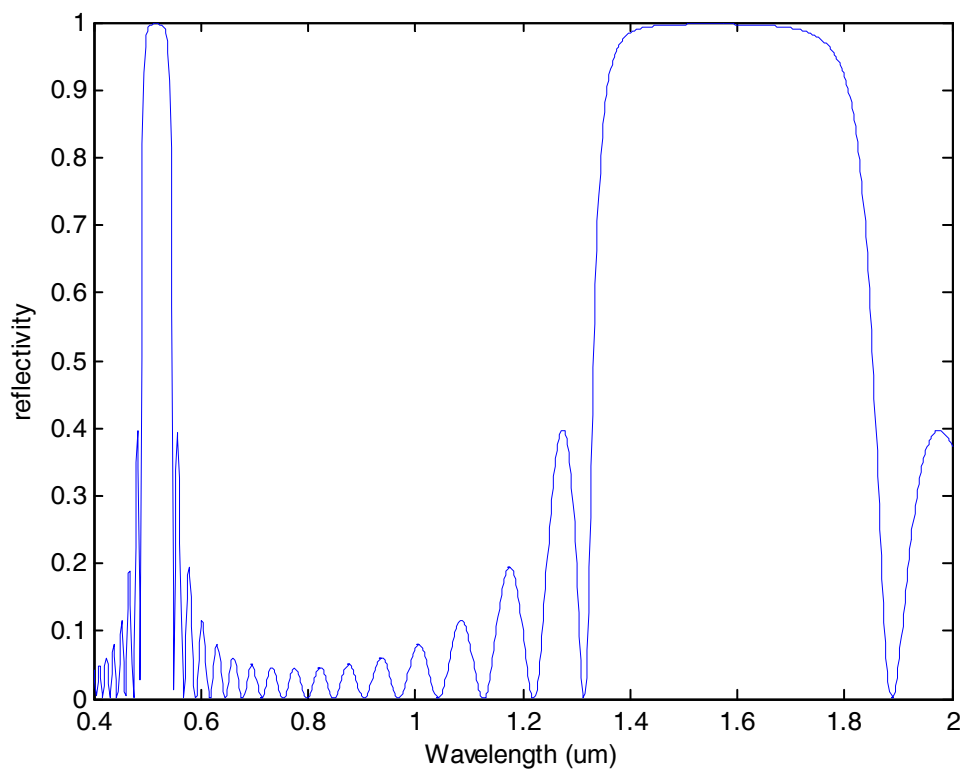


Figure III.7.a: Facteur de réflexion d'un empilement de $N=18$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (III.3)

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

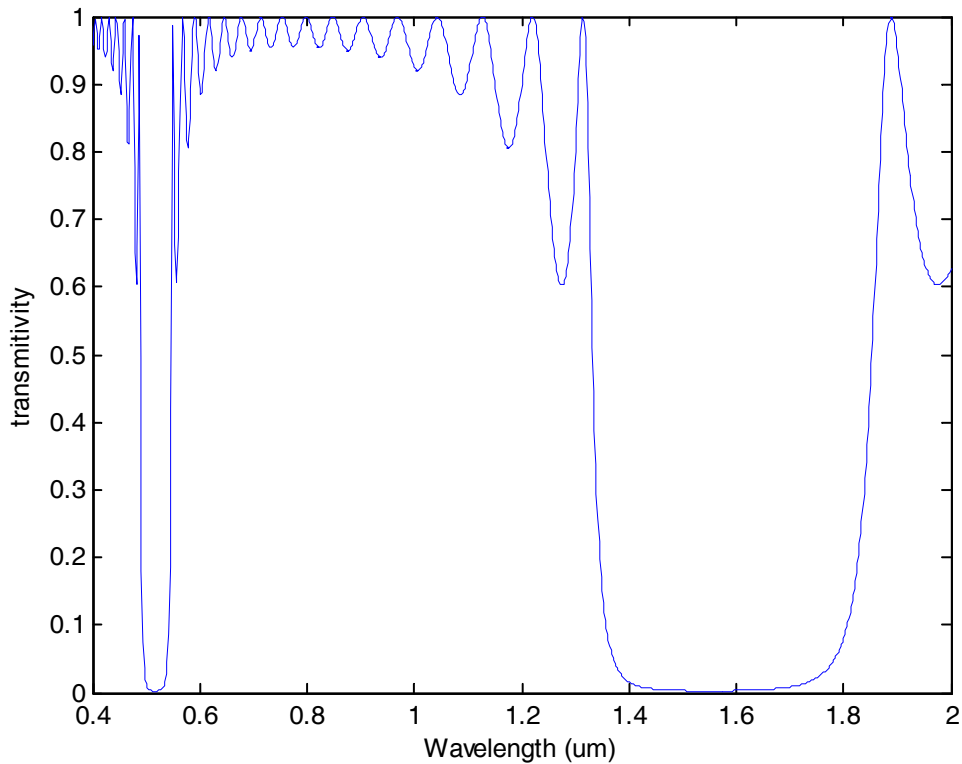


Figure III.7.b : Facteur de transmission d'un empilement de N=18 paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (III.3)

Analyse des figures :

Le tableau suivant (III.4) représente les compressions des différents résultats trouvés pour les différents chiffres du nombre de couche (N).

Nombre de paires de cellules N :	6	12	18
Facteur de réflexion : R en %	95%	96%	99%
Bande interdite B en (µm)	[0.43-1]	[1.25-2]	[1.3-1.9]

Tableau III.4 : Récapitulatif des résultats de simulation

Commentaires sur les résultats trouvés dans le tableau (III.4) :

Les figures (III.5, III.6, III.7) représentent les facteurs de réflexion et de transmission pour un empilement de 6,12, 18 périodes de $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$.

On remarque que plus le nombre de périodes augmente plus le coefficient de réflexion s'approche de la valeur normalisée (100%), avec une diminution de la largeur de la

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

bande interdite photonique donnant naissance à un réseau de Bragg sélectif. et on remarque dans le troisième cas la présence de deux bandes interdites B1 et B2.

III.3.2.3 influence de l'épaisseur des couches :

Il est intéressant d'étudier l'influence de la variation de l'épaisseur des couches sur les BIPs et sur la réflectivité du réseau de Bragg. Dans cette partie, on a changé les paramètres opto-géométriques qui figurent dans le tableau (III.8). Les résultats de simulation sont représentés dans la figure (III.8).

Premier cas :

Nombre de paires de cellules	18
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	1.45
Indice de réfraction de la couche(2)	2.232
l'épaisseur de la couche(1)	0.1736 μm
l'épaisseur de la couche(2)	0.2672 μm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[1-0.5-2.5] μm

Tableau III.5 : Présentation des différentes valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg ayant des couches à l'épaisseur de la couche (1) < l'épaisseur de la couche(2)

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

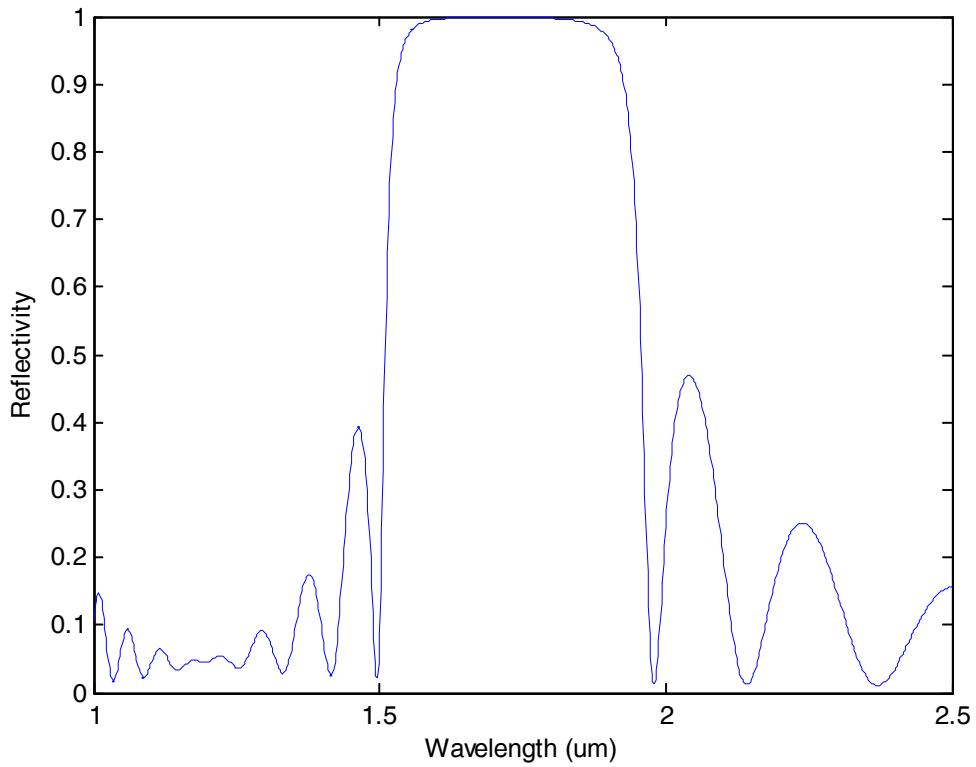


Figure III.8.a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.5).

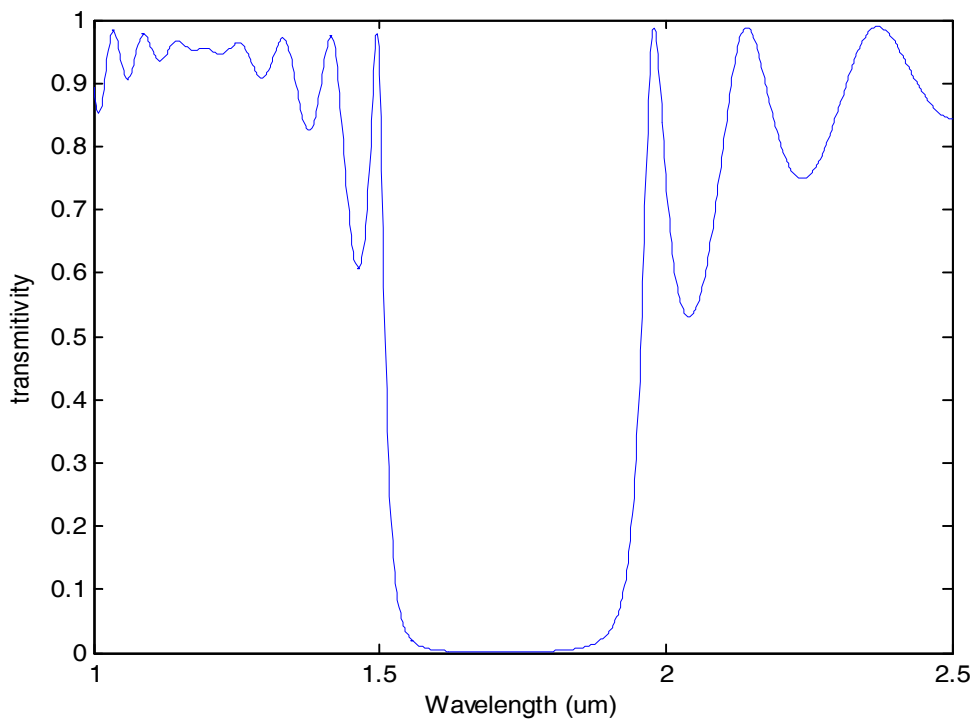


Figure III.8.b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.5)

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

Deuxième cas :

Nombre de paires de cellules	18
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	1.45
Indice de réfraction de la couche(2)	2.232
l'épaisseur de la couche(1)	0.2672 μm
l'épaisseur de la couche(2)	0.1736 μm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[0.5-0.5-2] μm

Tableau III.6 : Présentation des différentes valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg avec changement dans l'épaisseur des deux couches (l'épaisseur de la couche(1)>l'épaisseur de la couche (2))

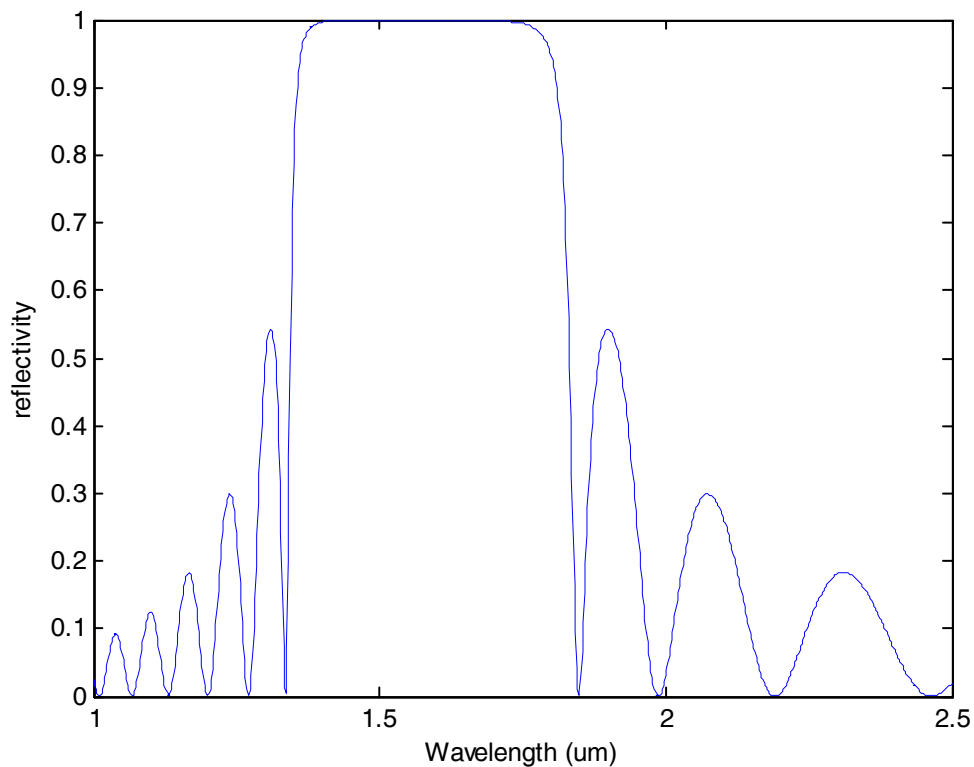


Figure III.9.a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.6)

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

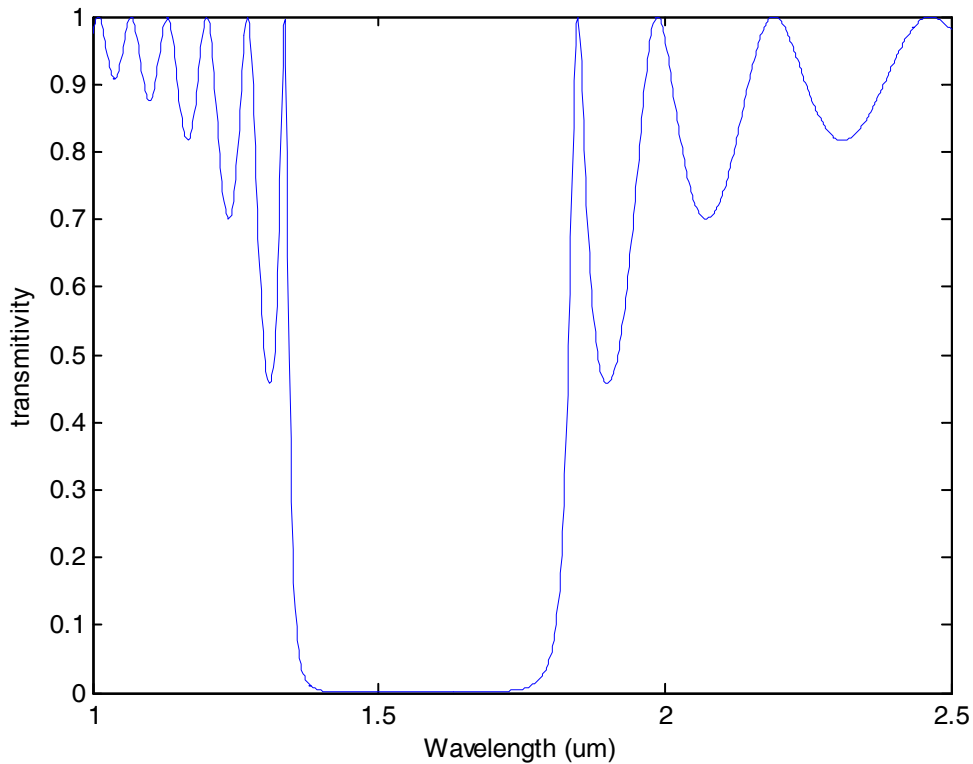


Figure III.9.b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.6)

Troisième cas :

Nombre de paires de cellules	18
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	1.45
Indice de réfraction de la couche(2)	2.232
l'épaisseur de la couche(1)	0.2672µm
l'épaisseur de la couche(2)	0.2672µm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[0.5-0.5-2] µm

Tableau III.7 : Présentation des différentes valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg ayant des couches à épaisseurs égales

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

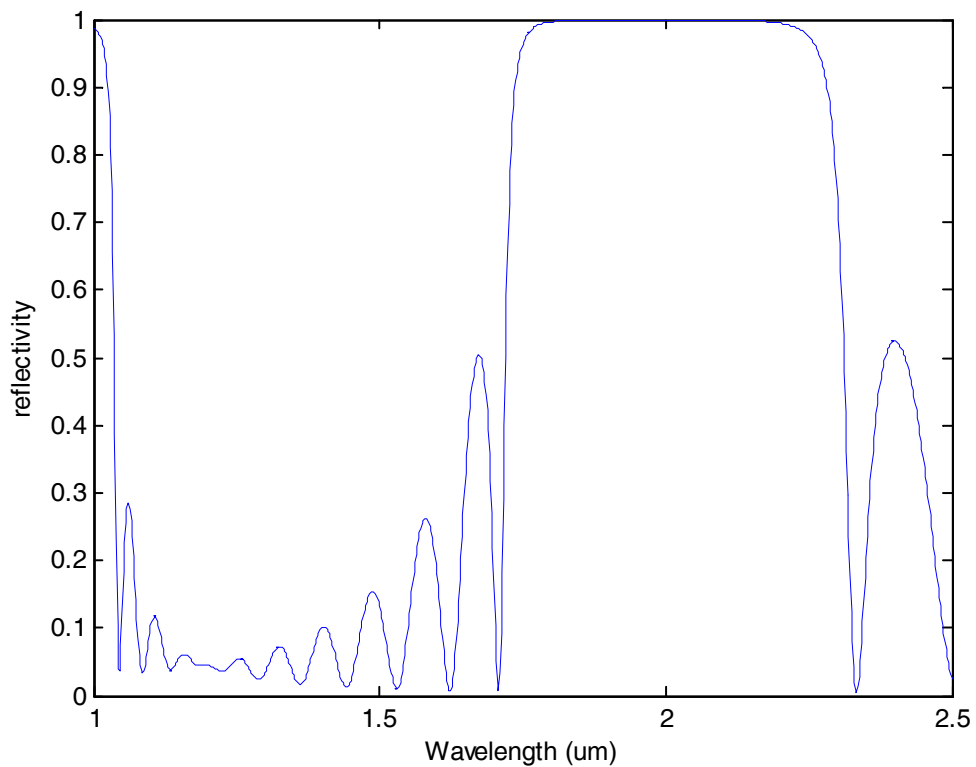


Figure III.10.a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.7)

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

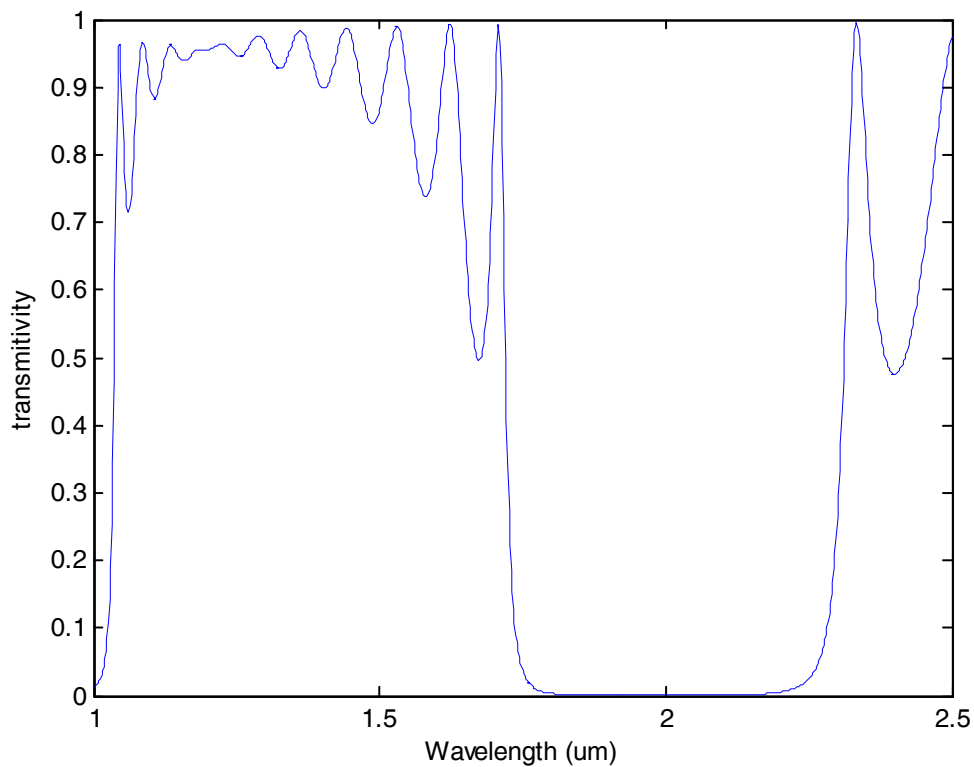


Figure III.10.b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.7)

Quatrième cas :

Nombre de paires de cellules	18
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	1.45
Indice de réfraction de la couche(2)	2.232
l'épaisseur de la couche(1)	0.1736 μm
l'épaisseur de la couche(2)	0.1736 μm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[0.5-0.5-2] μm

Tableau III.8 : Présentation des différentes valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg ayant des couches à épaisseurs égales

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

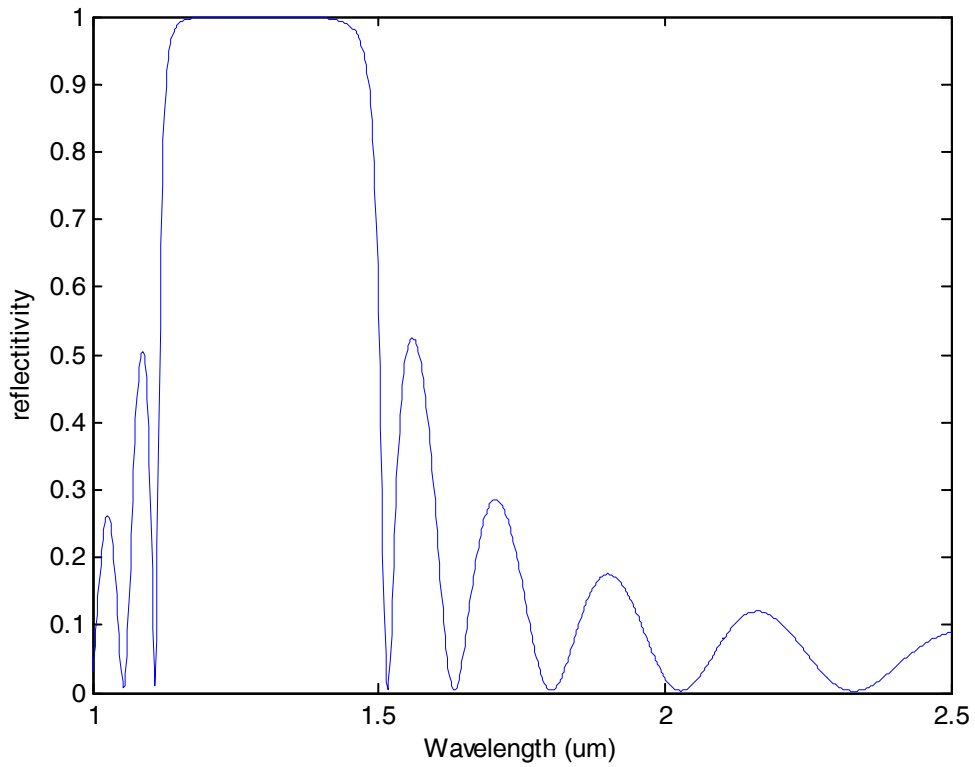


Figure III.11.a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.8)

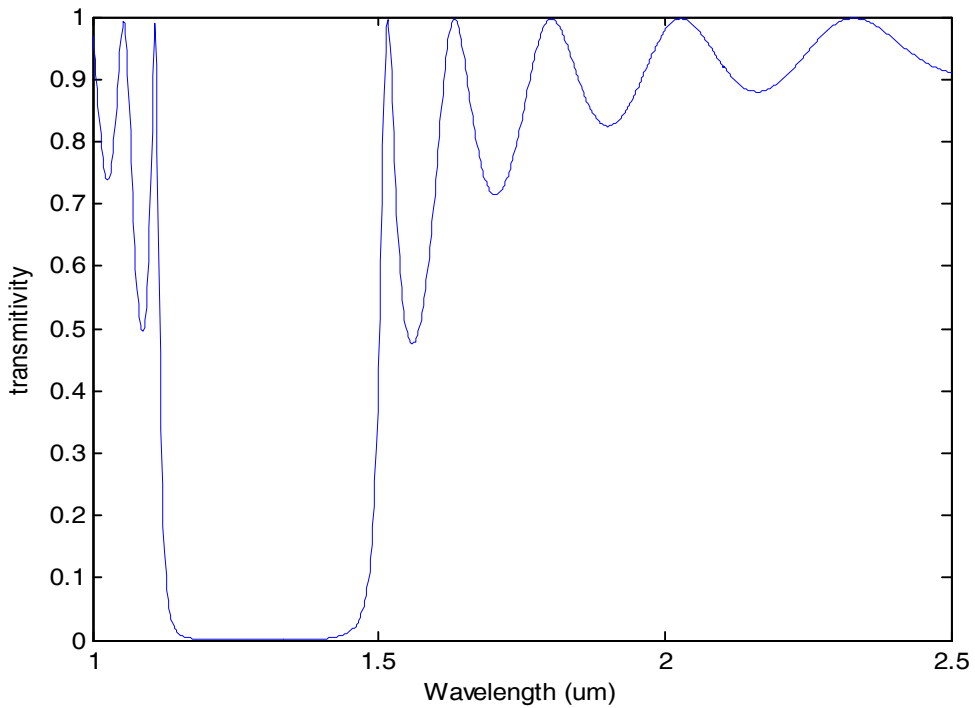


Figure III.11.b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.8)

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

Explication :

La simulation du premier cas, là où l'épaisseur de la couche (1) < de la couche (2), nous a permis de fixer la position et la largeur des différentes bandes interdites sur la figure(III.8).

Le fait d'augmenter l'épaisseur de la première couche d'une valeur nettement supérieure à celle de la deuxième entraîne un élargissement et un décalage spectral considérable de la BIP vers les grandes longueurs d'onde connu sous l'appellation «Redshift ». Or dans le cas inverse, c'est à dire si on fait diminuer l'épaisseur de la première couche devant celle de la deuxième, on constate un décalage considérable de la BIP vers les petites longueurs d'onde « blueshift ».

Par contre, si on augmente ou bien on diminue l'épaisseur de la deuxième couche par rapport à celle de la première (figure(III.9) et figure(III.10) respectivement) on constate, respectivement, un décalage de la BIP vers les grandes et les petites longueurs d'onde mais à noter que ce décalage reste in considérable devant celui de la figure(III.8) (Redshift) et la figure(III.10) et la figure (III.11) (blueshift).

III.3.2.4 influence de l'angle de l'incidence :

Nombre de paires de cellules	18
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	1.45
Indice de réfraction de la couche(2)	2.232
l'épaisseur de la couche(1)	0.1736 μm
l'épaisseur de la couche(2)	0.2672 μm
Angle incident	[0°-60°]
La plage de la longueur d'onde	[0.5-0.5-2] μm

Tableau III.9 : Les valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg avec un angle d'incidence de [0° - 60°]

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

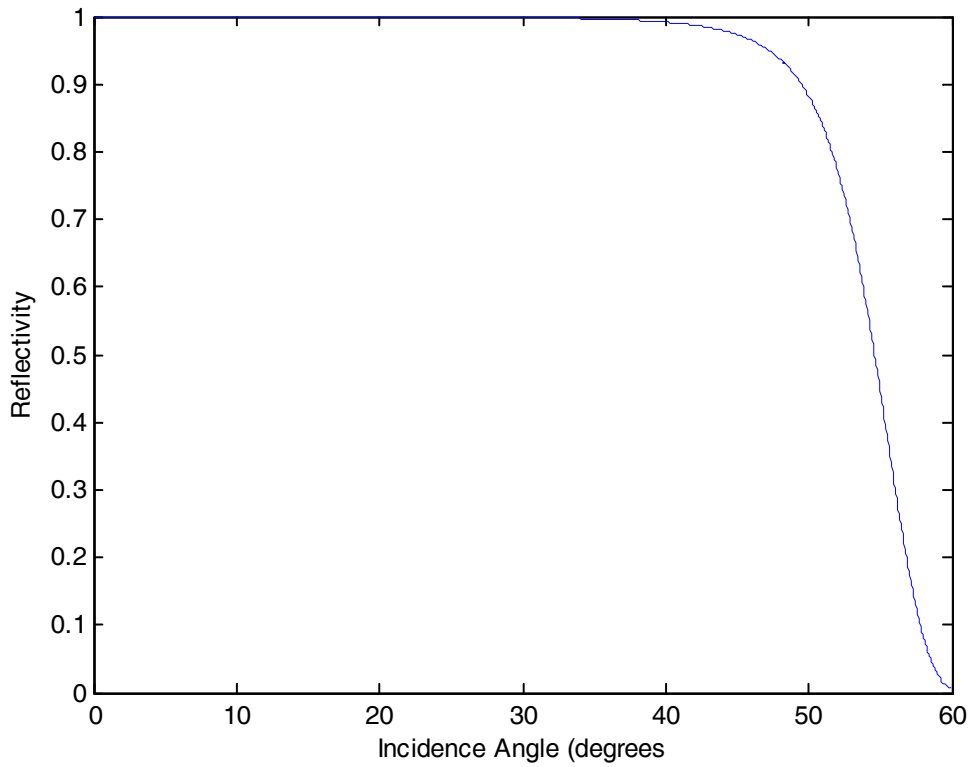


Figure III.12.a : Simulation de coefficient de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.9)

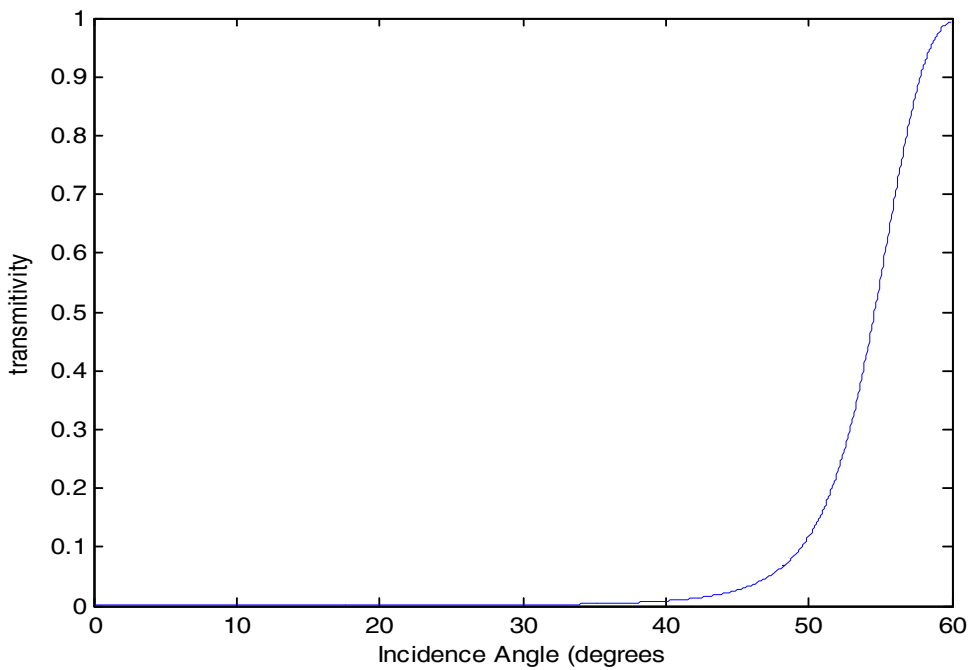


Figure III.12.b : Simulation de coefficient de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (III.9)

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

Explication :

Si l'angle d'incidence varie On constate que la réflectivité du miroir s'atténue quand l'angle d'incidence dépasse 35° (voir figure (III.12.a))

Cette figure montre que la variation de l'angle d'incidence a causé le rétrécissement de la bande interdite jusqu'à son annulation pour un angle d'incidence $\theta_1 = 60^\circ$.

III.4 Application de la TMM pour la conception d'un filtre optique à base miroir de Bragg:

III.4.1 Introduction :

Le rayonnement ultraviolet (UV), également appelé lumière noire parce qu'il n'est pas visible à l'œil nu, est un rayonnement électromagnétique d'une longueur d'onde plus courte que celle de la lumière visible.

Les ultraviolets peuvent être subdivisés, selon leur longueur d'onde en : UVB (315-280 nm) et UVA (400-315 nm).

III.4.2 Les UVB :

Sont responsables du bronzage et des brûlures à retardement, ils favorisent le vieillissement de la peau et l'apparition de cancers cutanés.

III.4.3 Résultats :

Nous allons concevoir un filtre en cristal photonique unidimensionnel qui permet de réfléchir ces rayons indésirables situés entre 280 nm et 320 nm. Donc, le centre de longueur d'onde $\lambda_B = 300$ nm. Nous devrions donc avoir :

$$n_a a + n_b b = 150 \text{ nm} \dots \dots \dots (III.1)$$

Et l'épaisseur optique ($n_a a$ et $n_b b$) de nos couches doit être :

$$n_a a = n_b b = 75 \text{ nm} \dots \dots \dots (III.2)$$

L'indice de réfraction de la première et de la deuxième couche soit : $n_a = 1,8$ et $n_b = 1,4$ qui correspondent à l'or (Au) et Le fluorure de magnésium (MgF₂), respectivement.

De plus ces matériaux présentent des indices d'absorptions nulles autour de longueur d'onde $\lambda_B = 300$ nm.

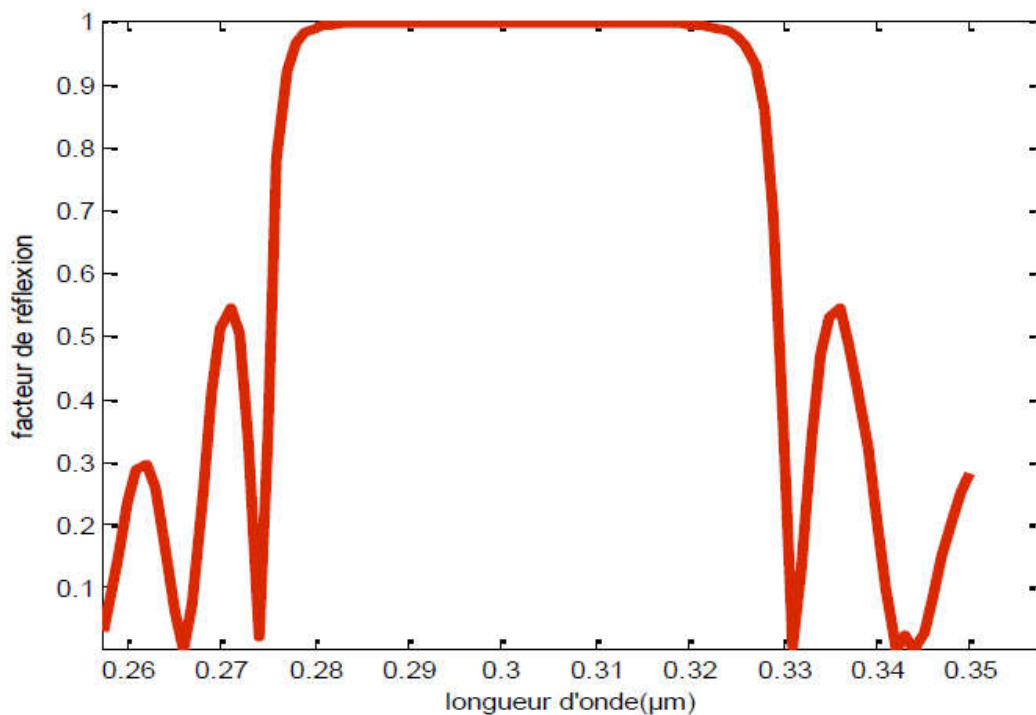
Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

À partir de l'équation (III-2), nous avons calculé les épaisseurs des couches qui sont approximativement comme suit : $l_a = 42$ nm Et $l_b = 53$ nm

Et le nombre des périodes est 10 cela signifie que nous avons totalement 20 couches composé de 10 Au et 10 couches de MgF₂ l'épaisseur totale de m est $1,9 \mu\text{m}$.

La transmission et spectre de réflexion de notre filtre est montré en Figure III.13a-b.

Comme on peut le voir d'après la Figure III.13a, la bande interdite est dans notre gamme désirée et tous les rayons UVB seront reflétés d'elle.



Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde a base des cristaux photoniques

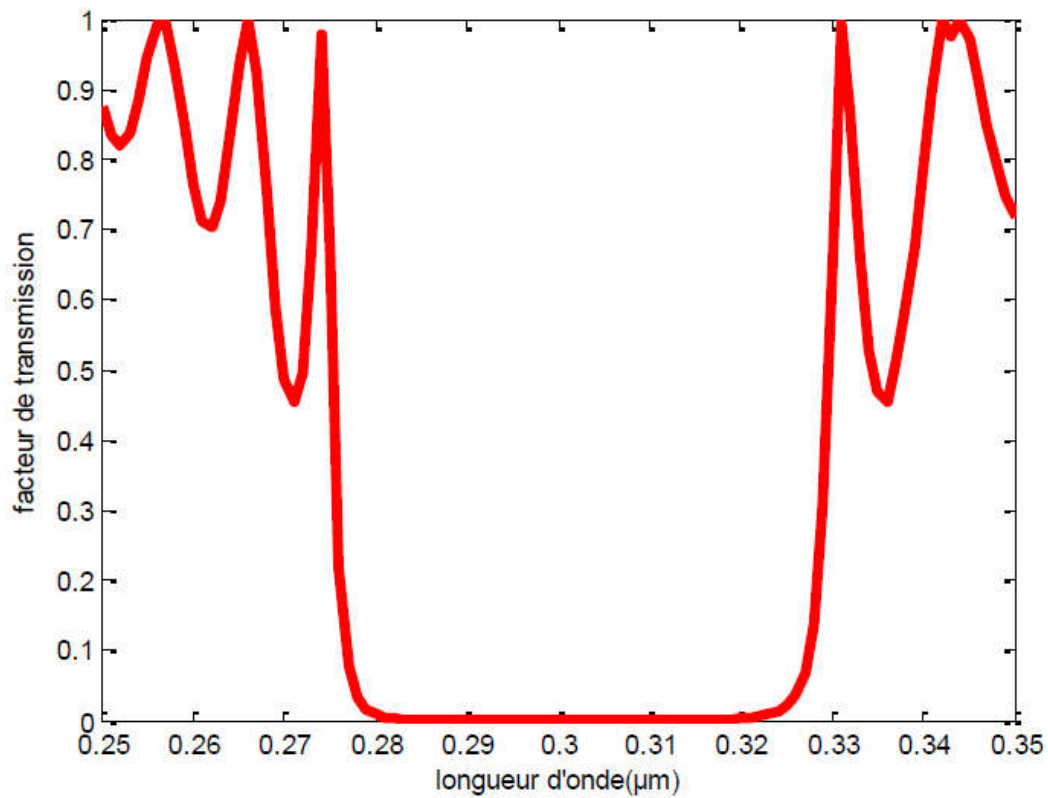


Figure III.13: (a) réflexion et (b) transmission du spectre du filtre proposé

Comme illustré dans la figure III.13a de la réflexion de la structure, la bande interdite photonique est entre 280 nm et 320 nm et nous concluons que la structure proposée est utile pour le filtrage des rayons UVB [63].

Chapitre III : modélisation spectrale dans les guides d'onde à base des cristaux photoniques

Référence :

[61] David MECHIN ; 2001 ; Etude et réalisation de multiplexeurs insertion-extraction à réseaux de Bragg

[62] MOHAMMEDI Mohamed Yassine , FENTOUS Said ;2015; Etude et Simulation des cristaux photoniques appliqués en télécommunications optiques.

[63]Le présent filtre est la vérification des résultats trouvé par l'article intitulé « **A PROPOSAL FOR ANTI-UVB FILTER BASED ON ONE-DIMENSIONAL PHOTONIC CRYSTAL STRUCTURE** », auteurs : HAMED ALIPOUR-BANAEI, FARHAD MEHDIZADEH Digest Journal of Nanomaterials and Biostructures Vol. 7, No. 1, January - March 2012, p. 367 – 371.

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons étudié la modélisation spectrale dans un guide d'ondes à base des cristaux photoniques. Ces matériaux, dont la constante diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, ont la particularité de présenter des bandes interdites photoniques qui interdisent la propagation de la lumière dans la structure. L'utilisation de cet effet de bande interdite ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques telles que le guidage.

La méthode de matrice de transfert qui est la plus adaptée car c'est une méthode précise, elle prend en considération les paramètres physiques qui apparaissent dans les réseaux de Bragg qui peuvent influencer sur le spectre ; comme la valeur du coefficient de couplage entre les modes aller et retour, la longueur du réseau, la forme du réseau etc, elle prend en considération les échanges d'énergie entre les différents modes de propagation. Pour cela nous avons implémenté cette méthode sous Matlab pour la simulation du spectre de transmission et de réflexion dans un réseau de Bragg sans défaut.

Nous avons commencé par étudier l'influence des paramètres opto-géométriques sur le spectre de transmission et de réflexion dans un réseau de Bragg sans défaut.

Nous avons constaté que le coefficient de réflexion (transmission) dépend des matériaux utilisés et de la longueur du réseau qui correspond, elle-même, au nombre de périodes.

Donc plus le nombre de couches augmente c'est-à-dire plus la longueur du réseau augmente, plus le facteur de réflexion s'approche de l'unité.

Puis, nous avons localisé la bande interdite photonique, point de vu position et largeur.

En effet, on a constaté qu'il y a deux paramètres qui peuvent être ajustés afin de jouer sur la bande interdite photonique : l'écart d'indice et l'épaisseur des couches.

Résumé

Les cristaux photoniques (CPs) sont des structures diélectriques périodiques, à l'échelle de la longueur d'onde, et à fort contraste d'indice.

Dans un tel milieu, la propagation de la lumière exhibe des propriétés, le photon peut se voir interdire certaines bandes d'énergie appelées bande interdite photonique.

Si l'on introduit des défauts dans le cristal photonique, de nouveaux états permis apparaissent dans la bande interdite photonique, comme lors du dopage des impuretés d'un semi-conducteur.

La lumière peut être confinée selon plusieurs dimensions selon le défaut et la dimensionnalité du cristal photonique.

La fabrication de cristaux photoniques à trois dimensions est encore mal maîtrisée.

Par conséquent, nous nous sommes limités dans ce travail à l'étude des cristaux photoniques unidimensionnels.

L'objectif est donc d'étudier et de simuler des structures intégrées unidimensionnelles sans et avec défaut. La propagation de la lumière dans ces structures sera développée théoriquement puis simulée en utilisant la méthode de matrice de transfert.

L'étude approfondie sur l'impact des paramètres opto-géométriques sur le spectre de transmission et de réflexion dans de tels structures va nous permettre de voir leurs différentes applications dans le domaine des télécommunications optiques aux alentours de la longueur d'onde 1550 nm.

Mots clés : Cristaux photoniques ; bandes interdites photoniques (BIPs) ; méthode de matrice de transfert.

Abstract

Photonic crystals (PCs) are periodic dielectric structures, on the scale of the wavelength, and high index contrast.

In such an environment, the propagation of light exhibits properties, the photon can be banned some energy bands called photonic band gap.

If we introduce defects in the photonic crystal, new states enabled appear in the photonic band gap, as in the doping impurities of a semiconductor. The light can be confined according to several dimensions to the default and the dimensionality of the photonic crystal.

The manufacture of three-dimensional photonic crystals is still poorly controlled.

Therefore, we have limited ourselves in this work to the study of one-dimensional photonic crystals.

The objective is to study and simulate integrated dimensional structures with and without default. The light propagation in these structures will be theoretically developed then simulated using the transfer matrix method.

The comprehensive study on the impact of opto-geometrical parameters on the transmission spectrum and reflection in such structures will allow us to see their various applications in the field of optical telecommunications around the wavelength of 1550 nm.

Keywords: Photonic crystals; photonic band gap (PBG) transfer matrix method.

ملخص

البلورات الضوئية (CPs) هي هياكل عازلة دورية على مقياس الطول الموجي مع تباين قياسي فائق في مثل هذه الوسيلة ، فإن نشر خصائص المعروضات الضوئية ، قد يحظر الفوتون بعض نطاقات الطاقة المسماة النطاق المحظور الفوتوني. إذا تم إدخال عيوب في البلورة الضوئية ، تظهر حالات جديدة مسموح بها في النطاق المحظور الفوتوني ، كما هو الحال عند تعاطي شوائب شبه الموصل. يمكن أن يقتصر الضوء على عدة أبعاد حسب عيب البلورة الفوتونية. لا يزال التحكم في تصنيع البلورات الضوئية ثلاثية الأبعاد ضعيفاً لذلك ، قمنا بتقييد أنفسنا في هذا العمل لدراسة بلورات فوتونية أحادية البعد. الهدف هو دراسة و محاكاة الهياكل المتكاملة أحادية البعد بدون و مع الاخطاء. وسيتم تطوير نشر الضوء في هذه الهياكل نظرياً ثم محاكاة باستخدام طريقة مصفوفة النقل. وستمكننا الدراسة المتعمقة حول تأثير المعلمات الهندسية البصرية على طيف الإرسال والطيف في مثل هذه الهياكل من رؤية تطبيقاتها المختلفة في مجال الاتصالات البصرية حول الطول الموجي 1550 نانومتر.

الكلمات المفتاحية: بلورات فوتونية الممنوعة الضوئية (BIPs) ؛ طريقة نقل مصفوفة.