

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République algérienne démocratique et populaire
وزارة التعليم العالي و البحث 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 : GENIE ELECTRIQUE
Spécialité : GENIE DES TELECOMMUNICATIONS
Thème

**Etude et Simulation des cristaux photoniques appliqués en
télécommunications optiques**

Présenté Par :

MOHAMMEDI Mohamed Yassine
FENOUS Said

Devant les jurys composés de :

Président :	Dr. AYACHE Choukria	MCA
Examinatrice:	Melle. BOUTKHIL Malika	MAA
Encadreur :	Dr. TAYEBOUN Fatima	MCA
Co encadreur :	Mr. MERADI Abdelhafid	MAA

Année universitaire 2014/2015

Dédicace

Je dédie ce travail a

A mes très chers parents

A mes frères et sœurs

A toute ma famille

A mes professeurs

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

MOHAMMEDI Mohamed Yassine

Dédicace

Je dédie ce travail a

A mes très chers parents

A mes frères et sœurs

A toute ma famille

A mes professeurs

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

FENTOUS Saïd

Remerciement

On dit souvent que le trajet est aussi important que la destination. Ces cinq années d'études nous ont permis de bien comprendre la signification de cette phrase toute simple.

Ce parcours en effet, ne s'est pas réalisé sans défis et sans soulever de nombreuses questions pour lesquelles les réponses nécessitent de longues heures de travail.

Je tiens à la fin de ce travail à remercier Allah le tout puissant de m'avoir donné la foi et de m'avoir permis d'en arriver là.

*Je remercie infiniment le docteur **MERADI Abelhafid** et le docteur **TAYEBOUN Fatima** mon encadreur et co-encadreur dont la disponibilité, le savoir-faire et le soutien ne nous ont jamais fait défaut.*

*Je désire remercier vivement le docteur **AYACHE Choukria** qui nous a fait honneur de présider le jury.*

*Je remercie également le docteur **BOUTKHIL Malika** pour nous avoir honorés de sa présence en acceptant d'examiner ce travail.*

*Ensuite je remercie mon binôme **FENIOUS Saïd** pour son aide, sa compréhension et aux bons moments partagés ensemble durant tous ce parcours.*

Enfin je remercie tous les professeurs du centre universitaire Belhadj Bouchaïb d'Ain-Temouchent du département Génie électrique filière Génie des Télécommunications ainsi que tous les étudiants.

Au bonheur des plus chers.

MOHAMMEDI Mohamed Yassine

Remerciement

On dit souvent que le trajet est aussi important que la destination. Ces cinq années d'études nous ont permis de bien comprendre la signification de cette phrase toute simple.

Ce parcours en effet, ne s'est pas réalisé sans défis et sans soulever de nombreuses questions pour lesquelles les réponses nécessitent de longues heures de travail.

Je tiens à la fin de ce travail à remercier Allah le tout puissant de m'avoir donné la foi et de m'avoir permis d'en arriver là.

*Je remercie infiniment le docteur **MERADI Abelhafid** et le docteur **TAYEBOUN Fatima** mon encadreur et co-encadreur dont la disponibilité, le savoir-faire et le soutien ne nous ont jamais fait défaut.*

*Je désire remercier vivement le docteur **AYACHE Choukria** qui nous a fait honneur de présider le jury.*

*Je remercie également le docteur **BOUTKHIL Malika** pour nous avoir honorés de sa présence en acceptant d'examiner ce travail.*

*Ensuite je remercie mon binôme **MOHAMMEDI Mohamed Yassine** pour son aide, sa compréhension et aux bons moments partagés ensemble durant tous ce parcours.*

Enfin je remercie tous les professeurs du centre universitaire Belhadj Bouchaib d'Ain-Temouchent du département Génie électrique filière Génie des Télécommunications ainsi que tous les étudiants.

Au bonheur des plus chers.

FENTOUS Saïd

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 bandgap

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 defect 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 defect. 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.

Table des matières

CHAPITRE I

Généralité sur les cristaux photonique

I.1.Introduction générale.....	3
I.2. Les cristaux photoniques	5
I.2.1 Analogie électron- photon	5
I.2.2 Théorème de Bloch	8
I.2.3 Modes TE et TM	9
I.2.4 Loi de Bragg	11
I.2.5 Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique	12
I.3. Un cristal photonique unidimensionnel	14
I.3.1 Le miroir de Bragg	14
I.3.2 Ouverture d'une bande interdite	15
I.3.3. Influence de l'incidence du faisceau.....	17
I.3.4 Défauts dans une structure périodique unidimensionnelle.....	19
I.4 Cristaux photoniques bidimensionnels	20
I.5 Cristaux photoniques tridimensionnels.....	22
I-6. Les différents matériaux utilisés.....	23
I-6.1. Le Silicium SI.....	23
I-6.2. Les semi-conducteurs III-V	23
I .7 Conclusion.....	23
Référence	24

CHAPITRE II

Les composants en fibre optique

II.1 Introduction	26
II.2 Fibres optique	26
II.2.1 Nouvelles fibres optiques(les fibres à cristaux photoniques	26
II.2.2Concept des fibres à cristaux photoniques	26
II.2.3 Classification des fibres à cristaux photoniques	28
II.2.4 Cavité résonante	29
II.2.5 Guides d'ondes	29
II.3 Filtrage et multiplexage.....	30
II.4 Conclusion	32
Référence	33

CHPITRE III

Méthodes de modélisation des cristaux photoniques

III.1. Introduction.....	34
III.2. Méthodes de modélisation des cristaux photoniques	34
III.2.1 La méthode des ondes planes (PWE).....	35
III.2.2 La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain)	35
III.2.4 La méthode des faisceaux propagés BPM (Beam Propagation Method)	36
III.2.5 La méthode des matrices de transfert	36
III.3. Choix de la méthode numérique	37
III.4. Principe méthode des matrices de transfert.....	37
III.4.1 Définition du modèle	38
III.4.2 Calcul du facteur de réflexion	42
III.5. Cas particulier	44
III.5.1. 1 ^{eme} particularité.....	44
III.5.1.1 Application numérique.....	46
III.5.1.1.1 1 ^{ere} particularité.....	46
III.5.1.1.2 2 ^{eme} particularité.....	46
III.5.1.1.3 3 ^{eme} particularité	47
III.6 Organigramme	48
III.7 Miroirs de Bragg... ..	49
III.7.1 Application de la TMM sur les miroirs de Bragg	50
III.7.2 Propriété des miroirs de Bragg	51
III.7.2.1 Facteur de réflexion	51
III.7.2.2 Choix des matériaux	53
III.7.2.3 Nombre de couche	54
Référence	56

CHAPITRE IV

Simulation d'un réseau de Bragg sans défaut

IV.1. Introduction	58
IV.2. Etude d'un réseau de Bragg	58
IV.2.1. Structure d'étude.....	58
IV.2.2. Simulation des coefficients de réflexion et de transmission d'un réseau de Bragg (CP-1D).....	59
IV.3 Application de la TMM pour la conception d'un filtre optique à base miroir de Bragg	83
IV.3.1 Introduction	83
IV.3.2 Les UVB	83
IV.3.3 Résultats	83
Conclusion générale.....	86
Bibliographie	88

Liste des tableaux

Tableau I.1 :	Récapitulatif sur l'analogie électron-photon	08
Tableau IV.1 :	Présentation des différentes valeurs des paramètres optogéométriques du réseau de Bragg ayant des couches à épaisseurs égales.	59
Tableau IV.2 :	Les valeurs des paramètres optogéométriques du réseau de Bragg avec un changement dans l'épaisseur des deux couches (l'épaisseur de la couche(1) > l'épaisseur de la couche(2))	61
Tableau IV.3 :	Les valeurs des paramètres optogéométriques du réseau de Bragg avec un changement dans l'épaisseur des deux couches (l'épaisseur de la couche(1) < l'épaisseur de la couche(2))	63
Tableau IV.4 :	Les valeurs des paramètres optogéométriques du réseau de Bragg avec un changement dans l'épaisseur des deux couches (l'épaisseur de la couche(1) << l'épaisseur de la couche(2)).	65
Tableau IV.5 :	Les valeurs des paramètres optogéométriques du réseau de Bragg avec un changement dans l'épaisseur des deux couches (l'épaisseur de la couche(1) >> l'épaisseur de la couche(2))	67
Tableau IV.6 :	Les valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg avec un angle d'incidence de 6° , 36° et 72°	70
Tableau IV.7 :	Les valeurs des paramètres optogéométriques d'un empilement de N paires de couches (N=4, 10, 16)	71
Tableau IV.8 :	Récapitulatif des résultats de simulation du 1 ^{er} cas :	75
Tableau IV.9 :	Les valeurs des paramètres optogéométriques d'un empilement de N paires de couches 1(GaAs)-2(AlAs) avec $\lambda_B=1550\text{nm}$	76
Tableau IV.10 :	Récapitulatif des résultats de simulation du deuxième cas : bande interdite autour de $\lambda_B=1550\text{nm}$	77
Tableau IV.11 :	Les valeurs des paramètres optogéométriques d'un empilement de N paires de couches 1(SiO ₂)-2(TiO ₂) avec $\lambda_B=850\text{nm}$	78
Tableau IV.12 :	Les valeurs des paramètres optogéométriques d'un empilement de N paires de couches 1(Si)-2(TiO ₂) avec $\lambda_B=1550\text{nm}$	81
Tableau IV.13 :	Les valeurs des paramètres optogéométriques d'un empilement de N paires de couches 1(TiO ₂)-2(SiO ₂) avec $\lambda_B=850\text{nm}$	82

Liste des figures

Figure I.1 :	Cristaux photoniques à une, deux et trois dimensions	03
Figure I.2 :	Cristal photonique naturel : opale	04
Figure I.3 :	Cristal photonique naturel : papillon Morpheus	04
Figure I.4 :	Représentation graphique de la condition de Bragg de diffraction ; ondes incidentes sur un réseau périodique	12
Figure I.5 :	Les périodes d'un cristal photonique unidimensionnel	13
Figure I.6 :	Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré	14
Figure I.7 :	(a) Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de deux types de couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 . La maille du cristal est $a = a_1 + a_2$. (b) Schémas des réflexions successives sur les mailles	16
Figure I.8 :	(a) Relation de dispersion d'un miroir de Bragg ($a_1 = a_2, \epsilon_1 = 11, \epsilon_2 = 1$) pour un vecteur d'onde perpendiculaire aux couches. (b) Allure du champ électrique $ E ^2$ pour $k_x = \frac{\pi}{a}$ à l'intérieur des couches	17
Figure I.9 :	Influence de l'incidence du faisceau	18
Figure I.10 :	(a) Propagation à incidence oblique φ à travers une structure 1D, (b) Evolution de la bande interdite en fonction de l'angle φ d'incidence	18
Figure I.11 :	Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut	19
Figure I.12 :	Division de l'espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescents. Dans ce schéma, la densité d'états (nombre de modes permis par unité de fréquence) est nulle dans les bandes interdites du cristal (zone gris clair). Les modes ne peuvent exister dans ces régions que s'ils sont évanescents, et si la périodicité est rompue par un défaut (trait pointillé)	20

Liste des figures

Figure I.13 :	Cristal photonique bidimensionnel de, (a) réseau triangulaire de trous d'air, (b)réseau carré de tiges diélectriques. (a') et (b') montrent les vues de haut des deux réseaux. a est le pas du réseau. r est le rayon des trous et des tiges dans (a) et (b) respectivement. La cellule élémentaire est représentée en rouge. La structure est homogène selon z et périodique suivant x et y	21
Figure I.14 :	Décomposition du champ électromagnétique suivant ses deux polarisations TE et TM.	22
Figure I.15 :	(a) Représentation schématique de la Yablonovite, (b) Image MEB d'un CP3D « tas de bois ».	22
Figure II.1:	Coupe transversale d'une PCF avec ses paramètres	27
Figure II.2:	section transversale d'un PCF idéal (droite) réelle (gauche)	28
Figure II.3 :	(a)guidage par RTIM, $n_1=1.4$ (silice) et $n_2=1$ (air) (bleu=silice, noir=air) (b) guidage par effet BIP, $n_1=1.45$ (silice) et $n_2=1$ (air)	28
Figure II.4 :	Cavité résonante	29
Figure II.5 :	a) Guide à CP et b) Guide d'onde à CP coudé	30
Figure II.6 :	Filtre passe bande fabriqué par un réseau de Bragg associé avec un circulateur	30
Figure II.7 :	Le principe du WDM (Wavelength Division Multiplexing)	31
Figure II.8 :	un multiplexeur fabriqué avec association d'un réseau de Bragg et deux circulateurs	31
Figure III.1 :	Réflexion sur une structure multicouche	37
Figure III.2 :	empilement de L couches	38
Figure III.3 :	représentation des champs dans une structure multicouches.	41
Figure III.4 :	structure à 3 couches.	44
Figure III.5 :	Organigramme permettant de calculer le facteur de réflexion et de transmission pour λ donné.	48
Figure III.6 :	Image MEB d'une Cavité Verticale à Emission par la Surface (VCSEL) "tout air-gap". Source : Laboratory of Semiconductor Materials, KTH.	49

Liste des figures

Figure III.7 :	Représentation schématique d'un miroir de Bragg.	50
Figure III.8 :	facteur de réflexion d'un miroir de Bragg diélectrique centre à 800 nm en fonction de λ . Le miroir est constitué de 10 périodes $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ déposées sur SiO_2 .	52
Figure III.9 :	Largeur du pic central rapporté à la longueur d'onde du filtre $\Delta\lambda/\lambda_B$ en fonction du rapport des indices des deux matériaux (G_n).	53
Figure III.10 :	cette structure est un miroir de Bragg centré sur la longueur d'onde(λ_B).	54
Figure III.11 :	Facteur de réflexion de G_n pour un miroir de Bragg à deux couches quart d'onde .	54
Figure IV.1 :	Représentation des différents paramètres optogéométriques d'un réseau de Bragg.	58
Figure IV.2 :	a. Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.1).	60
Figure IV.2 :	b. Réseau de Bragg constitué d'un empilement de $N = 5$ paires de couches avec un monodéfaut : $n_d=2.9, a_d=267\text{nm}$	60
Figure IV.3 :	a. Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.2).	62
Figure IV.3 :	b. Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.2).	62
Figure IV.4 :	a. Simulation des coefficients de réflexion et de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (VI.3).	64
Figure IV.4 :	b. Simulation des coefficients de réflexion et de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.3).	64
Figure IV.5:	Simulation des coefficients de réflexion et de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.4).	66
Figure IV.6:	Simulation des coefficients de réflexion et de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.5).	68
Figure IV.7:	Simulation de coefficient de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.6).	70

Liste des figures

Figure IV.8:	a. Facteur e réflexion et de transmission d'un empilement de N=4 paires de couches selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.7)	72
Figure IV.8:	b. Facteur de réflexion et de transmission d'un empilement de N=4 paires de couches selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.7)	72
Figure IV.9:	a. Facteur de réflexion d'un empilement de N=10 paires de couches selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.7)	73
Figure IV.9:	b. Facteur de transmission d'un empilement de N=11 paires de couches selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.7)	73
Figure IV.10:	a. Facteur de réflexion d'un empilement de N=16 paires de couches selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.7)	74
Figure IV.10:	b. Facteur de transmission d'un empilement de N=16 paires de couches selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.7)	74
Figure IV.11:	Facteur de réflexion et de transmission d'un empilement de N=4 paires de couches selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.9).	77
Figure IV.12:	Facteur de réflexion et de transmission d'un empilement de N=10 paires de couches couches selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.9).	78
Figure IV.13:	Facteur de réflexion et de transmission d'un empilement de N=20 paires de couches selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.9) ;	78
Figure IV.14:	Facteur de réflexion d'un empilement de N = 20 paires de couches 1(SiO ₂)-2(TiO ₂) avec n ₁ =2.3 et n ₂ =1.46 et λ _B =850nm	79
Figure IV.15:	Facteur de réflexion d'un empilement de N = 20 paires de couches 1(Si)-2(TiO ₂) avec n ₁ =3.47 et n ₂ =1.46 et λ _B =1550nm	80
Figure IV.16:	Facteur de réflexion d'un empilement de N = 20 paires de couches 1(TiO ₂)-2(SiO ₂) avec n ₁ =1.46 et n ₂ =2.3 et λ _B =850nm	81
Figure IV.17 :	a) réflexion et (b) transmission du spectre du filtre proposé.	84

I.1.Introduction :

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde dans une, deux ou trois directions de l'espace (figure (I.1)).

Cette variation périodique de l'indice optique, suivant les différentes directions, entraîne l'apparition de gammes de fréquences pour lesquelles la lumière ne peut pas se propager dans la structure.

C'est l'analogie entre la propagation d'une onde électromagnétique dans ces milieux et la propagation des électrons dans un cristal atomique qui mène à l'appellation de ces bandes de fréquences : Bandes Interdites Photoniques (BIP) [1].

Des lois d'échelles permettent de simplifier l'étude des cristaux photoniques qui rendent les propriétés optiques non dépendantes de la taille des structures à BIP [2,3].

Ainsi lors de l'étude des cristaux photoniques, l'énergie des bandes est généralement exprimée en fonction du facteur sans dimension normalisé U défini par :

$$U = \frac{a}{\lambda} = \frac{a\omega}{2\pi c} \dots \dots \dots (I.1)$$

Avec a grandeur caractéristique du cristal photonique (paramètre de maille du cristal), λ la longueur d'onde, ω : la pulsation, et c : la vitesse de la lumière.

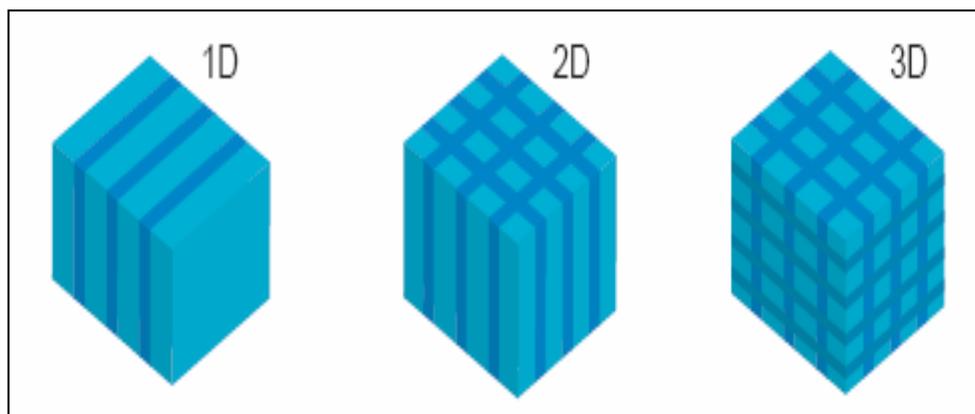


Figure I.1. Cristaux photoniques à une, deux et trois dimensions [1]

La propriété de « gap » ou « bande interdite photonique » a été initialement montrée par Lord Rayleigh en 1887 dans les structures de type miroir de Bragg.

La généralisation du concept à deux et trois dimensions a été initiée en 1987 par Roland Zengerle [4], Eli Yablonovitch [5] et Sajeev John [6] dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

On peut rencontrer ces structures périodiques dans la nature sous forme minérale comme les opales qui sont des roches constituées de microbilles de silice réparties selon un arrangement plus ou moins régulier (figure (I.2)), ou sous forme vivantes : papillon Morpheus (figure (I.3)), cétoines bleues, oiseaux, [7]



Figure I.2. Cristal photonique naturel : opale [7,8]



Figure I.3. Cristal photonique naturel : papillon Morpheus [8]

Ce chapitre offre une introduction générale à l'étude des cristaux photoniques, nous débuterons cette étude par l'analogie qui existe entre l'équation de Schrödinger pour un électron dans un potentiel cristallin et l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par son constant diélectrique.

Nous étudierons le phénomène d'ouverture de bandes interdites photoniques et les différents types de cristaux photoniques.

I.2. Les cristaux photoniques :

I.2.1 Analogie électron- photon :

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.

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \dots \dots \dots (I.2)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \dots \dots \dots (I.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \dots \dots \dots (I.4)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \dots \dots \dots (I.5)$$

Sachant que :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \dots \dots \dots (I.6)$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \dots \dots \dots (I.7)$$

Avec :

$$\mu = \mu_0 \mu_r \dots \dots \dots (I.8)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r \dots \dots \dots (I.9)$$

\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 [2]:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \dots\dots\dots (I.10)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \dots\dots\dots (I.11)$$

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

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \dots\dots\dots (I.13)$$

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.10), on calcule le rotationnel de l'équation (I.10), nous obtenons alors :

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

En remplaçant l'équation (I.11) dans celle de (I.14), nous aurons:

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t)) = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \dots\dots\dots (I.15)$$

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 :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t)) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \dots\dots\dots (I.16)$$

On sait que :

$$\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t)) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) - \Delta \vec{E}(\vec{r}) \dots\dots\dots (I.17)$$

Et sachant que :

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

D'où :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) = 0 \dots \dots \dots (I.19)$$

On aura donc :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\vec{r}) = -\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \dots \dots \dots (I.20)$$

L'équation (I.20) 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 :

$$\nabla^2 \Psi(\vec{r}) = -\frac{2m(U-V(\vec{r}))\Psi(\vec{r})}{\hbar^2} \dots \dots \dots (I.21)$$

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.21)) est analogue à l'équation d'onde électromagnétique dans un milieu caractérisé par sa constante diélectrique $\epsilon(\vec{r})$ (équation (I.20)).

Les équations (I.20) et (I.21) sont deux équations aux valeurs propres, l'équation (I.20) définit les valeurs possibles de la fréquence d'une onde se propageant dans le matériau en l'absence d'excitation extérieure et les amplitudes des champs associés.

L'équation (I.21) 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 [9,10].

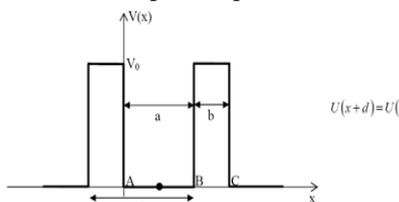
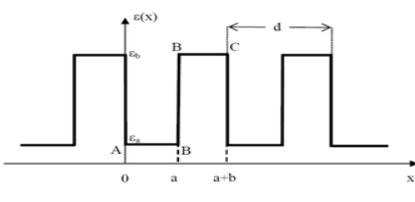
	Electron (Schrödinger)	Photon (Maxwell)
Périodicité	Puits de potentiel électrique carré périodique 	Constante diélectrique périodique 
Champ	$\Psi(r, t) = \Psi(r) \exp(-i\omega \cdot t)$	$H(r, t) = H(r) \exp(-i\omega \cdot t)$
Grandeur caractéristique	$V(r)$	$\epsilon(r)$
Opérateur Hermitien	$H = \frac{-\hbar^2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

I.2.2 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 \mathbf{k} permettant d'écrire :

$$\Psi_{\mathbf{k}}(r) = U_{\mathbf{k}}(r) \cdot \exp(i\mathbf{k}r) \dots \dots \dots (I.22)$$

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.

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.20), 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.20).

Mathématiquement, la périodicité de ϵ peut être exprimée de la manière suivante:

$$\epsilon(\vec{r}+\vec{R}) \dots \dots \dots (I.23)$$

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 [11].

I.2.3 Modes TE et TM [12] :

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

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

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y) \exp(-i\beta z) \exp(i\omega t) \dots \dots \dots (I.25)$$

En remplaçant \vec{E} et \vec{H} par leurs expressions données par les équations (I.10) et (I.11), nous aboutissons à :

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x \dots \dots \dots (I.26)$$

$$i\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y \dots \dots \dots (I.27)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu_0 H_z \dots\dots\dots (I.28)$$

Et

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + i\beta H_y = i\omega\varepsilon E_x \dots\dots\dots (I.29)$$

$$i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon E_y \dots\dots\dots (I.30)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega\varepsilon E_z \dots\dots\dots (I.31)$$

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

$$\beta E_y = -\omega\mu_0 H_x \dots\dots\dots (I.32)$$

$$i\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y \dots\dots\dots (I.33)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z \dots\dots\dots (I.34)$$

ET

$$\beta H_y = \omega\varepsilon E_x \dots\dots\dots (I.35)$$

$$i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon E_y \dots\dots\dots (I.36)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega\varepsilon E_z \dots\dots\dots (I.37)$$

- **Modes TE :**

A partir des équations (I.32) – (I.37), nous obtenons les relations pour les modes TE:

$$\beta E_y = -\omega\mu_0 H_x \dots\dots\dots (I.38)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z \dots\dots\dots (I.39)$$

$$i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon E_y \dots\dots\dots (I.40)$$

En substituant les équations (I.38) et (I.39) à (I.40) afin d'éliminer H_x et H_z , nous établissons l'équation d'onde pour les modes TE :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (\omega^2\mu_0\varepsilon - \beta^2)E_y = 0 \dots\dots\dots (I.41)$$

Où

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E_y = 0 \dots\dots\dots (I.42)$$

Avec $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ et $n_i = \sqrt{\epsilon(i)}$: 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.

$$\beta H_y = \omega \epsilon E_x \dots\dots\dots (I.43)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = i \omega \epsilon E_z \dots\dots\dots (I.44)$$

$$i \beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i \omega \mu_0 H_y \dots\dots\dots (I.45)$$

On obtient donc une équation analogue à (I.42), mais pour la composante H_y :

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) H_y = 0 \dots\dots\dots (I.46)$$

Les équations (I.38, I.39 et I.40) correspondent à la propagation des modes TE (transverse électrique, $E_x = E_z$) et les équations (I.43 et I.44 et I.45) 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 $(k_0^2 n_i^2 - \beta^2)$ [13,14]

➡ Si $k_0 n_i \leq \beta$:

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

Cette solution correspond à une onde oscillante propagatrice

➡ Si $k_0 n_i \geq \beta$:

$$\varphi(x) = C \exp\left(\sqrt{(\beta^2 - k_0^2 n_i^2)} x\right) + D \exp\left(-\sqrt{(\beta^2 - k_0^2 n_i^2)} x\right) \dots\dots\dots (I.48)$$

La solution (I.48) est une onde exponentielle évanescence.

I.2.4 Loi de Bragg :

La loi de diffraction est donnée par la relation suivante [15, 16] :

$$2d_{hkl} \sin(\theta_B) = n \lambda \dots\dots\dots (I.49)$$

- 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.4).

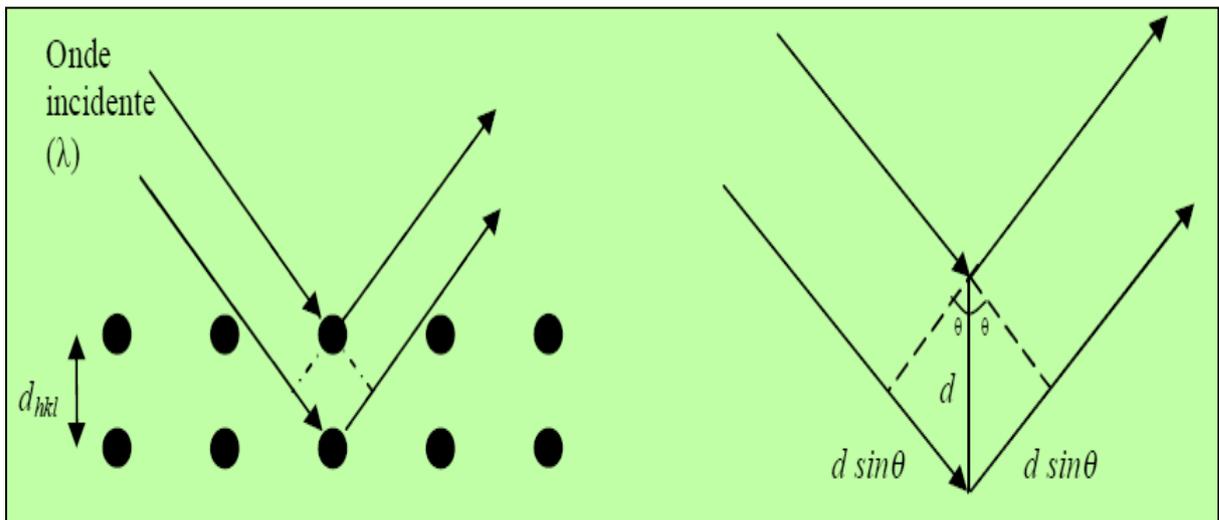


Figure I.4 : Représentation graphique de la condition de Bragg de diffraction ; ondes incidentes sur un réseau périodique [13].

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.2.5 Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique :

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 [17]:

- **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 du 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.

- **Les périodes :**

Ces paramètres géométriques, choisis selon le domaine de fréquence étudié, influent sur les caractéristiques de la bande interdite photonique.

Par exemple pour un cristal photonique unidimensionnel, 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 .

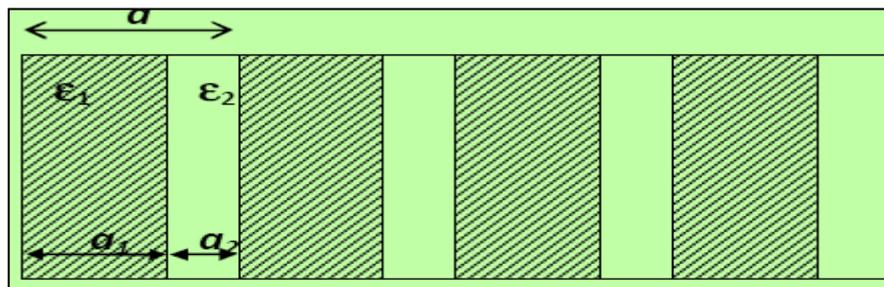


Figure I.5 : Les périodes d'un cristal photonique unidimensionnel [17]

- **Le facteur de remplissage f :**

Peut être comparé à la largeur du potentiel périodique, 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.

L'influence de ces différents paramètres sur le comportement d'une structure photonique peut être comprise par analogie avec un potentiel périodique induit de l'arrangement des atomes dans un semi-conducteur.

Nous allons illustrer l'apparition de bandes interdites photoniques dans les cristaux photoniques à savoir le miroir de Bragg.

Pour ce faire, considérons un miroir comportant deux types de couches de largeur et de permittivité respectives (a_1, ε_1) et (a_2, ε_2) .

Prenons $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$ et appelons a la période de l'empilement (figure (I.7.a)).

Supposons qu'une onde plane électromagnétique arrive sous incidence normale aux couches et essayons de déterminer sa propagation dans le miroir.

Suivant la valeur de sa longueur d'onde λ par rapport à la période de l'empilement, on peut distinguer trois domaines différents [21].

- $\lambda \ll a$: L'onde se propage dans une succession de milieux, la transmission aux interfaces peut être approchée par les formules de Fresnel.
- $\lambda \gg a$: L'onde est peu affectée par la structuration et se propage comme dans un matériau homogène de permittivité moyenne ε_{moy} .
- $\lambda \approx a$: L'onde est fortement perturbée par la périodicité du milieu.

La propagation de la lumière nécessite une étude électromagnétique plus complexe que dans les cas précédents.

Les rayons émergents du dispositif (figure(I.6)) ont chacun un chemin optique différent selon le nombre de réflexions qu'ils ont subies.

En effet, le chemin optique δ est défini par (on se limite à l'incidence normale) [22] :

$$\delta = \sum_i n_i a_i \dots \dots \dots (I.51)$$

Où a_i est l'épaisseur de la couche i , et n_i son indice.

Ces rayons possèdent donc chacun une phase qui dépend de leur trajet à travers les différentes couches :

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} \dots \dots \dots (I.52)$$

Où λ désigne la longueur d'onde de la lumière.

On peut remarquer que ce déphasage dépend explicitement de la longueur d'onde.

I.3.2 Ouverture d'une bande interdite :

Prenons une onde plane électromagnétique de vecteur d'onde k selon la direction de l'empilement.

L'onde va se réfléchir à chaque interface de cellule périodique élémentaire pour donner une onde de vecteur d'onde $-k$ (figure (I.7.b)).

Le déphasage $\Delta\varphi$ entre deux ondes réfléchies séparées par une cellule élémentaire de la structure périodique est $2ak$. Pour $k = \frac{\pi}{a}$ (En bord de zone de Brillouin), les ondes réfléchies interfèrent constructivement.

Les ondes propagatrices et réfléchies de même énergie E_0 ainsi couplées par le milieu donnent naissance à deux ondes stationnaires de fréquences distinctes ω_1 et ω_2 .

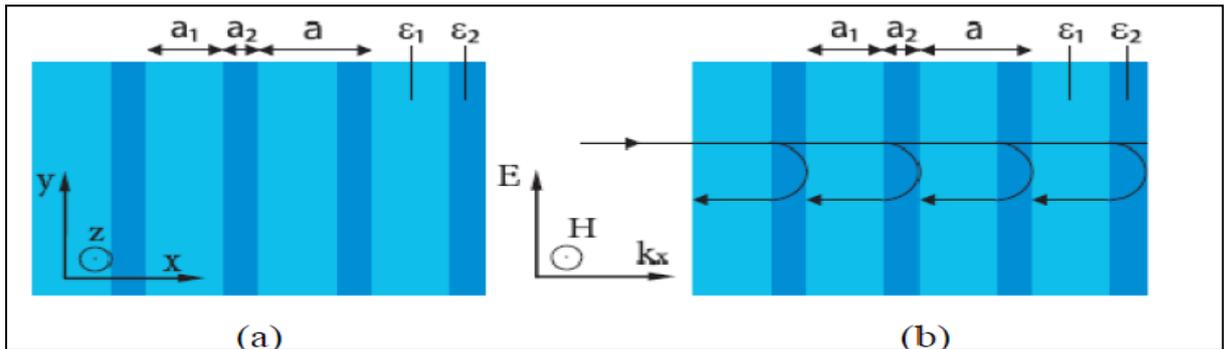


Figure I.7 : (a) Représentation schématique d’un miroir de Bragg constitué de deux types de couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 . La maille du cristal est $a = a_1 + a_2$.
 (b) Schémas des réflexions successives sur les mailles [23]

La dégénérescence des fréquences ouvre une bande interdite photonique $\Delta\omega$ entre ω_1 et ω_2 (figure (I.8a)).

Cette bande est d’autant plus étroite que le contraste d’indice de réfraction entre les couches est faible, mais existe dès que $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$.

Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ($n_1 a_1 = n_2 a_2$), la largeur $\Delta\omega$ de cette bande interdite ne dépend que du contraste d’indice, elle peut être approchée par [23] :

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \cdot \omega_0 \sin^{-1}\left(\frac{|n_1 - n_2|}{n_1 + n_2}\right) \dots \dots \dots (I.53)$$

Où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques [23], avec $n = \sqrt{\epsilon}$.

De part et d'autre de la bande interdite, les modes optiques propres de la structure sont stationnaires: la puissance du mode de fréquence ω_1 se concentre dans le matériau de fort indice, tandis que celle du mode de fréquence ω_2 se concentre dans le matériau de faible indice (figure (I.8b)).

Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont désignées respectivement par bande diélectrique et bande d'air.

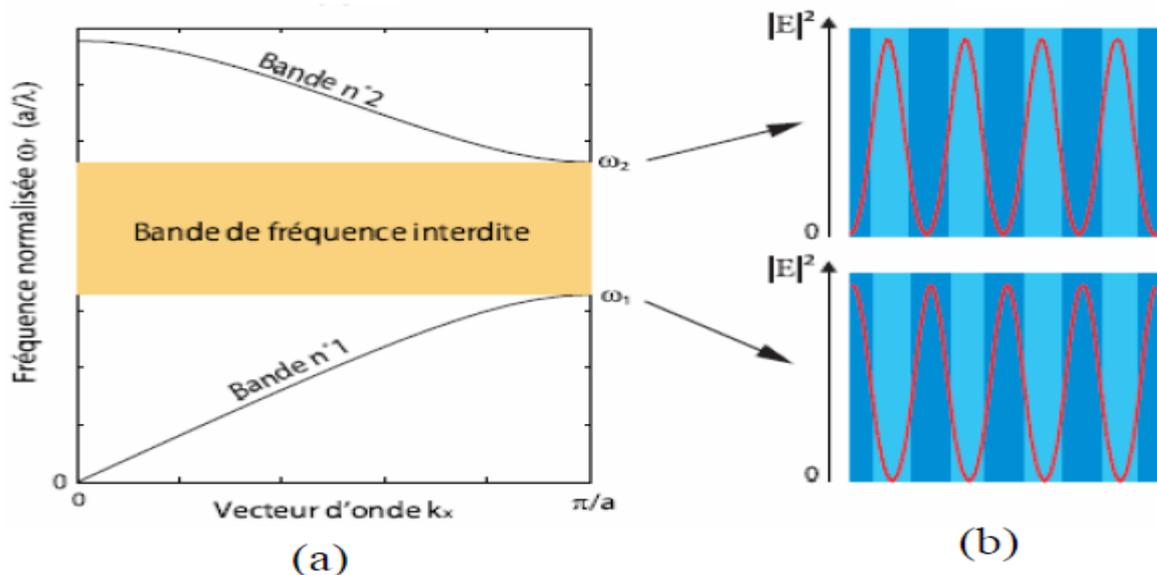


Figure I.8 : (a) Relation de dispersion d'un miroir de Bragg ($a_1 = a_2, \varepsilon_1 = 11, \varepsilon_2 = 1$) pour un vecteur d'onde perpendiculaire aux couches. (b) Allure du champ électrique $|E|^2$ pour $k_x = \frac{\pi}{a}$ à l'intérieur des couches [23]

I.3.3 Influence de l'incidence du faisceau :

Ces réseaux seront associés à un guide optique afin de limiter l'influence de l'angle d'incidence.

A 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 $a \cdot \cos(\varphi)$ au lieu de a (figure (I.9)).

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. [1,24]

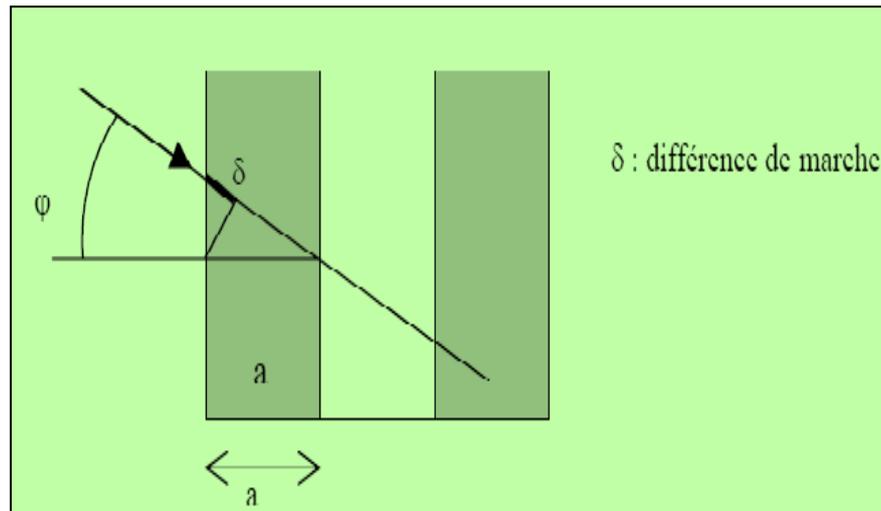


Figure I.9 : Influence de l’incidence du faisceau [1]

L’ouverture de la bande interdite se décentre donc à une énergie $\omega(\varphi) \neq \omega_0$ [1, 24].

Tant que l’incidence 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 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 [25].

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.10b).

Cette analyse est simplifiée et ne prend pas en compte la polarisation de l’onde mais le principe reste valable.

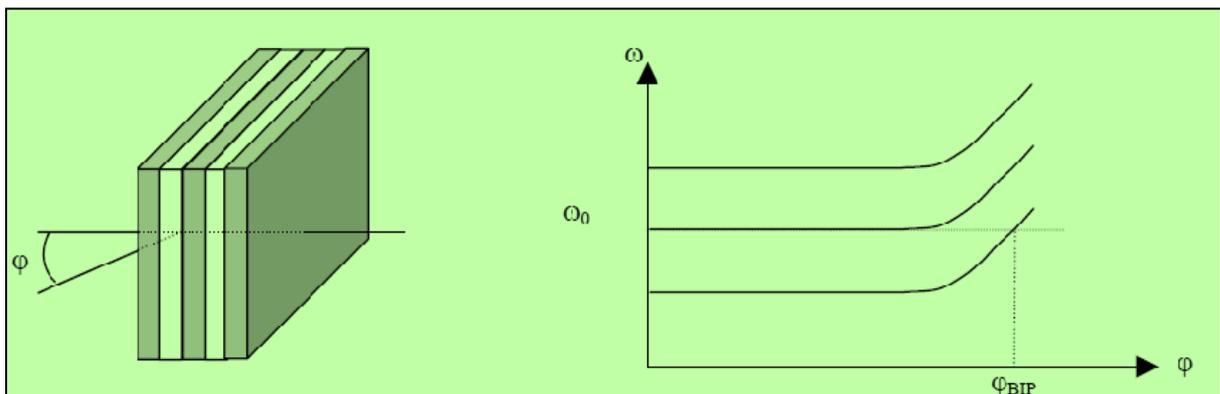


Figure I.10 : (a) Propagation à incidence oblique φ à travers une structure 1D, (b) Evolution de la bande interdite en fonction de l’angle φ d’incidence. [25]

I.3.4 Défauts dans une structure périodique unidimensionnelle :

Le fait d'introduire un défaut ou de rompre la périodicité d'une structure permet, par exemple, d'autoriser la propagation d'une onde de fréquence ω_0 comprise dans la bande interdite photonique.

Des filtres très sélectifs peuvent être ainsi réalisés, une simple couche plus épaisse que les autres dans la structure, peut constituer ce défaut (figure I.11).

Pour étudier l'influence d'un défaut, on se restreint à l'axe de propagation et on considère un mode dont la fréquence ω appartient à la bande photonique interdite, il n'y a pas de modes propagatifs à la fréquence ω dans le réseau périodique même si un défaut est introduit dans la structure.

La rupture de périodicité nous empêche de décrire les modes du système avec le vecteur d'onde k , mais il est possible de déterminer si une certaine fréquence peut supporter des états propagatifs dans le reste du cristal.

Dans ce cas, on peut diviser en espaces de fréquence les régions dans lesquelles les états sont propagatifs ou évanescents, tel qu'il est illustré dans la figure (I.12).

Les défauts permettent à des modes localisés d'exister, avec des fréquences incluses dans la bande interdite photonique.

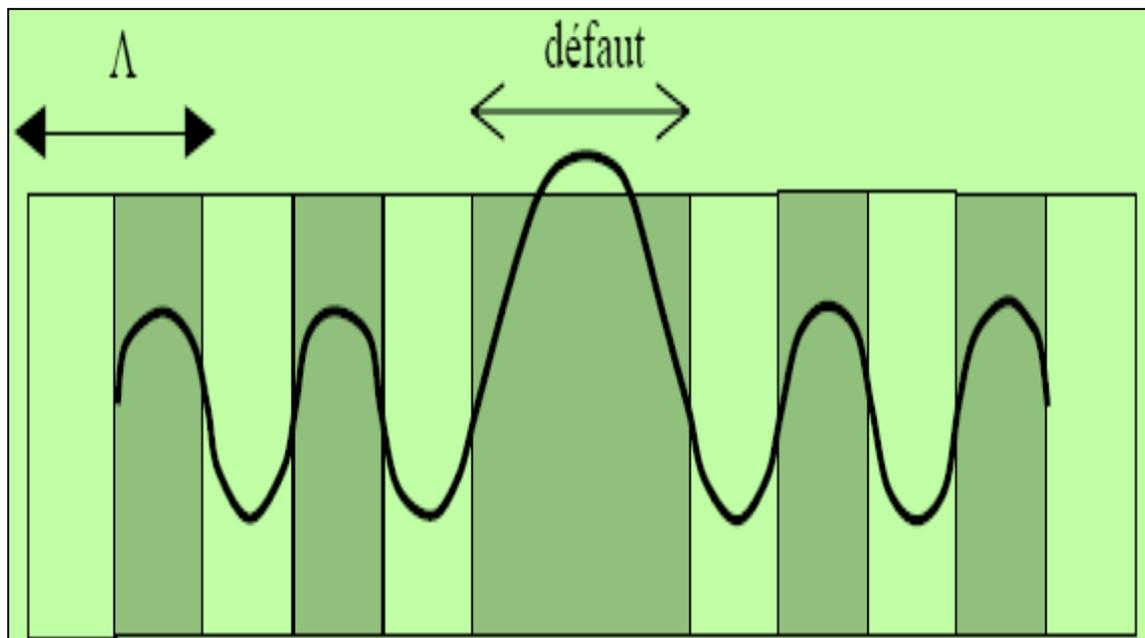


Figure I.11 : Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut [1]

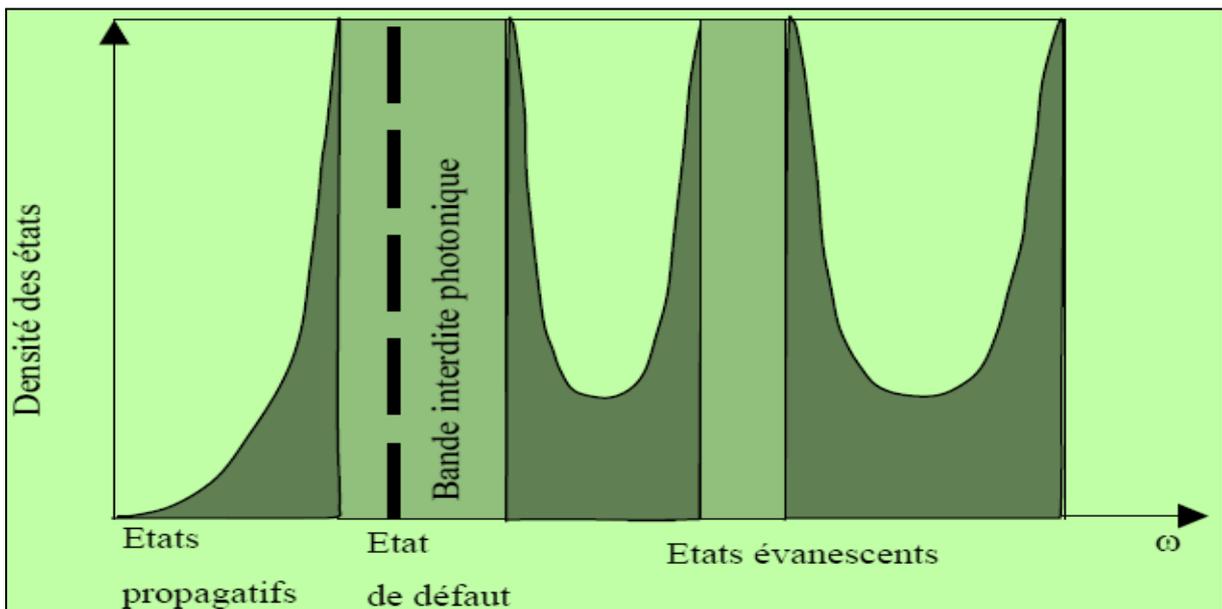


Figure I.12 : Division de l'espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescents. Dans ce schéma, la densité d'états (nombre de modes permis par unité de fréquence) est nulle dans les bandes interdites du cristal (zone gris clair). Les modes ne peuvent exister dans ces régions que s'ils sont évanescents, et si la périodicité est rompue par un défaut (trait pointillé) [1].

I.4 Cristaux photoniques bidimensionnels :

La périodicité des miroirs de Bragg permet d'ouvrir une bande de fréquence interdite dans des directions proches de celle de l'empilement.

Du point de vue de l'optique intégré, il serait très intéressant de pouvoir confiner la lumière dans les autres directions de l'espace.

Pour se faire, les cristaux photoniques bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D) ont été imaginés.

A deux dimensions, les cristaux photoniques sont composés d'un réseau périodique de piliers de diélectrique dans l'air ou de trous d'air percés dans un diélectrique.

Les deux réseaux les plus courants pour l'organisation des piliers (ou des trous) sont le réseau carré et le réseau triangulaire (figure I.21) [26].

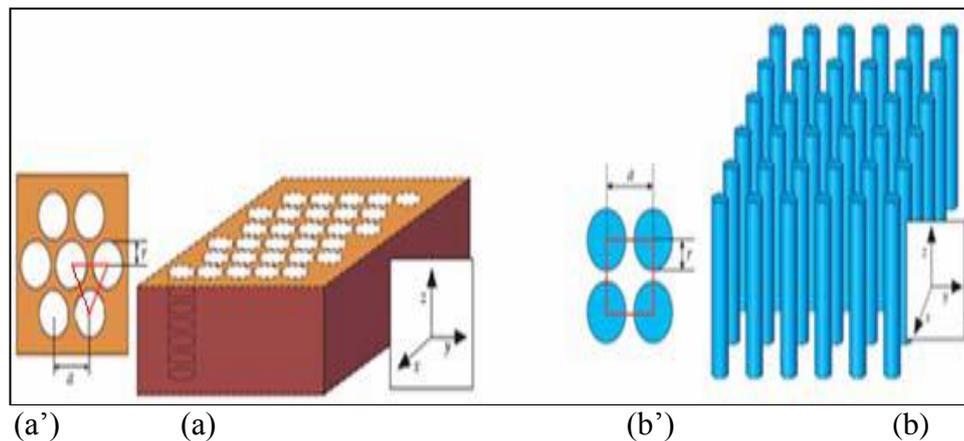


Figure I.13: Cristal photonique bidimensionnel de, (a) réseau triangulaire de trous d'air, (b) réseau carré de tiges diélectriques. (a') et (b') montrent les vues de haut des deux réseaux, \mathbf{a} est le pas du réseau, \mathbf{r} est le rayon des trous et des tiges dans (a) et (b) respectivement, la cellule élémentaire est représentée en rouge. La structure est homogène selon z et périodique suivant x et y [26]

Dans le cas de réseaux bidimensionnels, il faut considérer deux directions de propagation au lieu d'une seule pour les unidimensionnels.

En effet, selon que l'on considère la polarisation Transverse Electric (TE) lorsque le champ magnétique est parallèle à l'axe des trous (des tiges), ou Transverse Magnétique (TM) lorsque le champ électrique est parallèle à l'axe des trous (des tiges) (figure (I.22)), les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes.

Il existe donc une bande interdite TE et une bande interdite TM, on peut par exemple, montrer qu'une structure constituée d'un réseau triangulaire de cylindres de permittivité élevée plongé dans une matrice de permittivité plus faible conduit à l'apparition d'une large bande interdite photonique pour la polarisation TM .

Lorsque les bandes interdites photoniques pour les polarisations TE et TM se recouvrent, on parle alors de bande interdite complète.

Un cristal photonique peut également présenter une bande interdite pour l'une des polarisations mais pas pour l'autre.

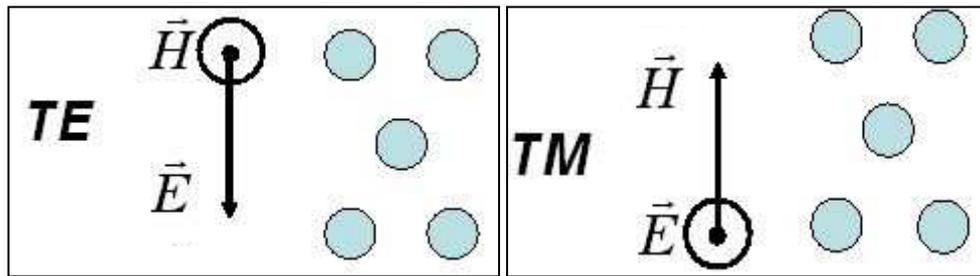


Figure I.14 : Décomposition du champ électromagnétique suivant ses deux polarisations TE et TM [26]

I.5 Cristaux photoniques tridimensionnels :

Seuls les cristaux photoniques tridimensionnels permettent l'obtention d'une bande interdite omnidirectionnelle (une bande interdite dans toutes les directions de l'espace) avec la suppression totale des états radiatifs dans la plage de longueur d'onde correspondante.

Différents effets sont attendus tels que l'inhibition complète, la localisation de la lumière sur des défauts de type microcavités, le guidage de la lumière en trois dimensions...

Il en existe deux principaux types : les structures « tas de bois » [26] et les yablonovites [26] (figure 1.23).

La réalisation de telles structures est maîtrisée pour des applications dans le domaine des micro-ondes [26], mais est plus difficile à réaliser à des échelles submicroniques.

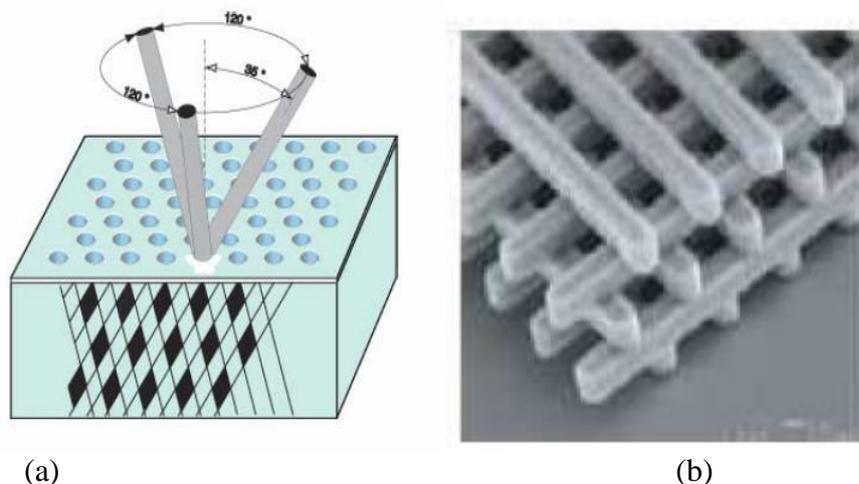


Figure I.15 : (a) Représentation schématique de la Yablonovites, (b) Image MEB d'un CP3D « tas de bois » [26]

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 (lithographie X , RIE (Reactive Ion Etching), MBE (Molecular Beam Epitaxy) pour les structures unidimensionnelles ...).

I.7 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.

Références:

- [1] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, N. J. Winn, *Photonic Crystals- Molding the flow of light*, Princeton University Press, 1995.
- [2] K. Sakoda, ‘‘Optical Properties of Photonic Crystals’’, vol. 80 of Springer series in optical sciences, Springer, Berlin Heidelberg New York, 2001.
- [3] Y. Desiers, ‘‘Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons’’, thèse de doctorat de l’université de Lyon, 2001.
- [4] R. Zengerle, ‘‘Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides’’, *Journal of Modern Optics*, vol. 34, n. 12, pp. 1589- 1617, 1987.
- [5] E. Yablonovitch, ‘‘Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics’’, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [6] C. SAUVAN, « Etude de la propagation et du confinement de la lumière dans de nanostructures », Thèse de doctorat en sciences, Université de Paris XI Orsay, 13 octobre 2005 .
- [7] S. John, ‘‘Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices’’, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2486-2489, 1987.
- [8] http://fr.wikipedia.org/wiki/cristal_photonique .
- [9] 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.
- [10] Y. Benachour, ‘‘Optimisation de cristaux photoniques pour l’optique non linéaire’’, Thèse de Doctorat n.8997, Université de Paris Sud XI, Orsay, 2008.
- [11] K.Busch, ‘‘Photonic band structure theory: assessment and perspectives’’, *C. R. Physique* 3, p.53-66, 2002.
- [12] M. SZACHOWICZ, «Réalisation et études spectroscopiques de guides d’ondes monocristallins de Y3AL5O12 et YALO3 dopés terres rares pour la conversion de fréquence», thèse de doctorat, Université Claude BERNARD – Lyon I, Année 2006.
- [13] G.C. Righini, A. Verciani, S. Pelli, M. Guglielmi, A. Martucci, J. Fick, G. Vitrant, *Pure Appl. Opt.* 5, 655, 1996
- [14] C.J. Brinker, G.W. Scherer, *Sol–Gel Science: The Physics and Chemistry of Sol–Gel Processing*, Academic Press, New York, 1990.

- [15] F.F.Y. Wang “introduction to solid state electronics ” North- Holland Publishing Company- amesterdam-NewYork- Oxford, 1980 .
- [16] H. Jones “ The theory oh Brillouin zones and electronic states in crystals”North- Holland Publishing Company- Amesterdam Oxford- American Elsevier Publishing company, NewYork 1975.
- [17] D. GERARD, “Etude en champs proche et en champs lointain de composant périodiquement nanostructures: cristaux photoniques et tamis à photons”, Thèse de doctorat en sciences, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.
- [18] B. Wild, “Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité”, Thèse de Doctorat n. 3573, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [19] J. D. Joannopoulos, S.G. Johnson, N. J. Winn, R. D. Meade, Photonic Crystals- Molding the flow of light, Princeton University Press, 2008.
- [20] E. Yablonovitch, T.J Gmitter, and K.M Leung. Physical Review Letters. 67(17) ,2295 2298, 1991.
- [21] D. Bernier, “Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde”, Thèse de Doctorat n. 8997, Université Paris Sud XI, Orsay, 2008.
- [22] S. M. Sze, “Semiconductor Devices physics and technology” 2nd Edition, john wiley & Sons, Inc, USA 2001.
- [23] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gérard, D. Maystre, et A. Tchelakov, Les cristaux photoniques ou « la lumière en cage ». GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [24] A.A. Maradudin, A.R. McGurn Journal of modern Optics, vol.41, pp.275, 1994.
- [25] M. Born, E. Wolf Principles of optics. Oxford: Pergamon Press, 1980.
- [26] D. Neel, “Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI”, Thèse de Doctorat N.06 ISAL0090, Institut National des Sciences appliquées de Lyon, 2006.

II.1 Introduction :

Les applications potentielles des BIP sont nombreuses : Contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, guides d'ondes rectilignes, à fort rayon de courbure, faces miroir, filtres, microcavités à grand facteur de qualité, effet de super-prisme, diffraction.

Nous allons donc exposer brièvement quelques exemples d'utilisation de cristaux photoniques.

II. 2 Fibres optiques :

II.2.1 Nouvelles fibres optiques (les fibres à cristaux photoniques) :

Un nouveau type de fibre a vu le jour en 1996 : la fibre à cristaux photoniques couramment appelée PCF (Photonic Crystal Fiber en anglais).

C'est d'ailleurs cette écriture que nous adopterons dans la suite du manuscrit lorsque nous parlerons de fibres à cristaux photoniques.

La première PCF à guidage par réflexion totale interne a été fabriqué par une équipe de l'université de Bath en Angleterre [28], ce type de fibre possède des propriétés intéressantes en termes de caractère uni modal et de dispersion chromatique.

Ces caractéristiques sont ajustables en fonction des paramètres opto-geométriques de la fibre.

Actuellement, leurs principales applications se trouvent dans les domaines de la métrologie, de l'optique non linéaire [29.] et de la tomographie [30].

II.2.2 Concept des fibres à cristaux photoniques :

Les fibres à cristaux photoniques connues encore sous le nom de fibres microstructurées ou fibres à trous sont constituées d'un arrangement régulier ou non de canaux d'air de dimensions microniques disposés parallèlement à l'axe de propagation.

Les paramètres qui caractérisent cet arrangement et ajustent les propriétés optiques des fibres, sont la distance entre les centres de deux trous adjacents noté Λ (pas ou pitch) et le diamètre des trous d [31], ces paramètres opto-géométriques permettent de définir le rapport d/Λ correspondant à la proportion d'air présente dans la fibre.

L'arrangement des trous peut constituer une matrice triangulaire, hexagonale ou aléatoire. Le nombre de rangées ou de couronnes de trous utilisées pour former la gaine microstructurée constitue un critère important pour réduire les pertes de guidage.

La région, au centre de la fibre, permettant le guidage de la lumière est considérée comme le cœur de la fibre.

Généralement, dans le cas de fibres à cœur plein, ce dernier est constitué de silice pure.

Une PCF est une fibre avec un cœur en silice pure entouré de plusieurs couches de trous d'air qui jouent le rôle de gaine optique.

La figure II.1 : présente les paramètres géométriques d'une telle fibre.

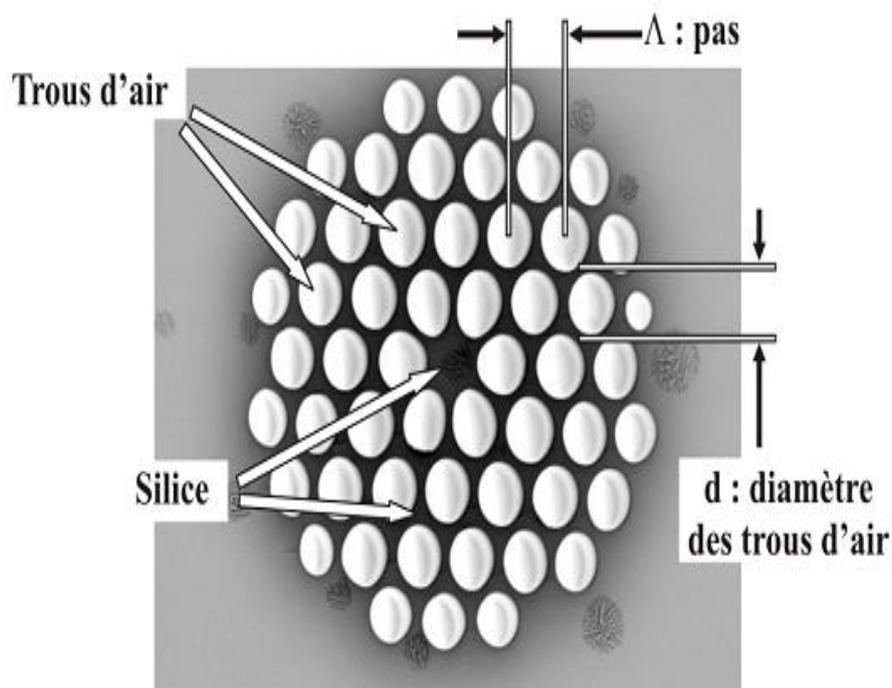


Figure II.1 : Coupe transversale d'une PCF avec ses paramètres

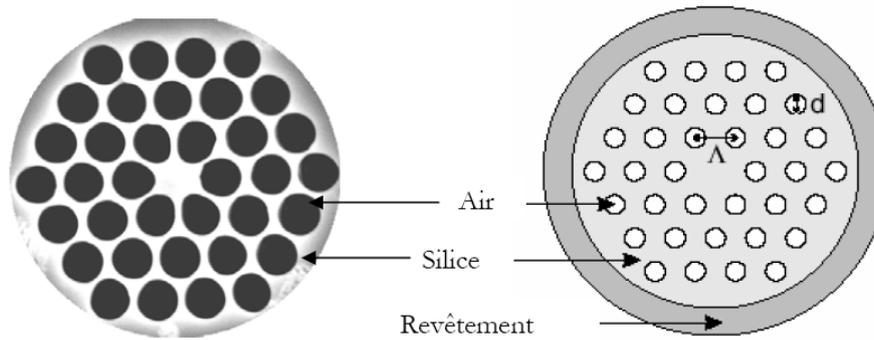


Figure II.2 : section transversale d'un PCF idéal (droite) réelle (gauche)

II.2.3 Classification des fibres à cristaux photoniques :

Selon la géométrie particulière des fibres à cristaux photoniques, le guidage de la lumière peut s'effectuer de deux façons différentes suivant que l'indice du cœur est supérieur ou inférieur à celui de la gaine [32].

Alors que dans le premier cas la propagation est réalisée par réflexion totale interne modifiée (RTIM) (Figure II.3 (a)), le second groupe rassemble principalement les fibres à cœur creux dont le guidage de la lumière est assuré par l'existence de bandes interdites photoniques (Figure II.3 (b)).

La figure qui suit montre les sections transversales des deux types de fibres cités ainsi que les phénomènes qui régissent la propagation de la lumière. [33]

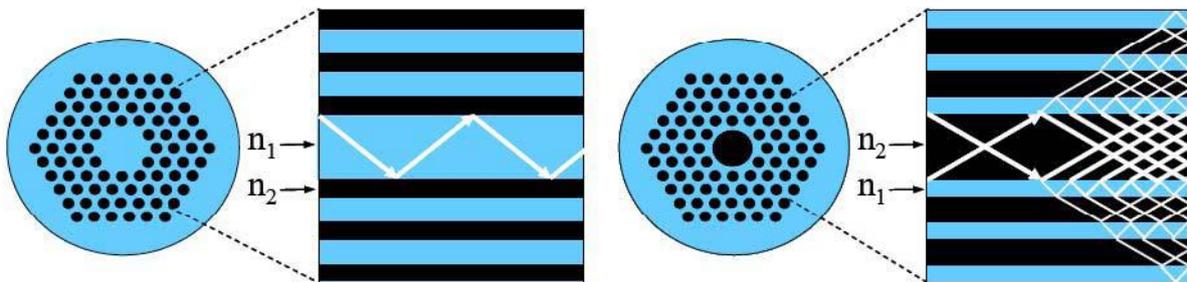


Figure II.3 : (a) guidage par RTIM, $n_1=1.45$ (silice) et $n_2=1$ (air) (bleu=silice, noir=air)

Figure II.3 : (b) guidage par effet BIP, $n_1=1.45$ (silice) et $n_2=1$ (air)

II.2.4 Cavité résonante : [34]

La présence de défauts dans un cristal permet l'existence de modes localisés dans une bande de fréquence très étroite, comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 1.2.1.

Par exemple, si un défaut est introduit dans un réseau triangulaire de trous et si l'on excite un mode avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du réseau, la lumière ne pourra pas "s'échapper" (figure II.4).

Elle sera piégée par les murs parfaits de réflexion, bien sûr, la structure ne confinera la lumière que dans le plan de périodicité.

Pour l'empêcher de fuir dans la troisième direction, on pourra placer la structure entre deux plans métalliques.

Un défaut dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite.

Une simple modification d'une des propriétés du matériau (par application d'un champ électrique par exemple) permettra de « libérer » la lumière.

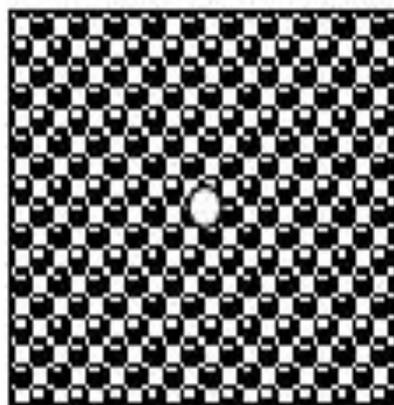


Figure II.4 : Cavité résonante

II.2.5 Guides d'ondes : [35]

On peut utiliser des défauts pour piéger la lumière dans des cristaux photoniques mais on peut également guider la lumière.

Des défauts sont alignés dans un cristal photonique (figure II.5 a), la lumière qui se propage dans le "couloir" de défauts, avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal est confinée et peut être acheminée le long de ce couloir de défauts.

On pourra ainsi insérer des courbures dans le guide d'ondes sans introduire des pertes importantes (figure II.5 b).

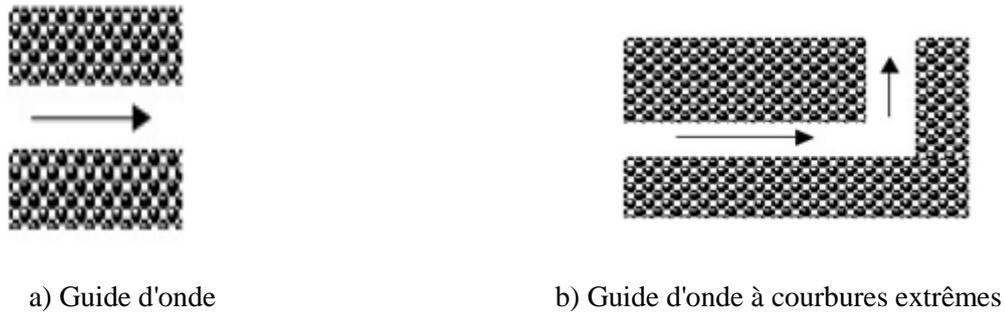


Figure II.5 : a) Guide à CP et b) Guide à CP coudé

II.3 Filtrage et multiplexage : [36]

Parmi N longueurs d'onde incidentes présente dans le guide d'entrée, le filtre peut sélectionner une longueur d'onde particulière transmise alors vers le guide de sortie.

On trouve des filtres sélectifs de longueur d'onde à base de réseaux de Bragg uniformes de courtes périodes.

Le spectre du filtrage peut alors être obtenu, en ajustant la période du réseau de cristal photonique et la variation de l'indice de réfraction, pour des rejets élevés des canaux adjacents figurent II.6.

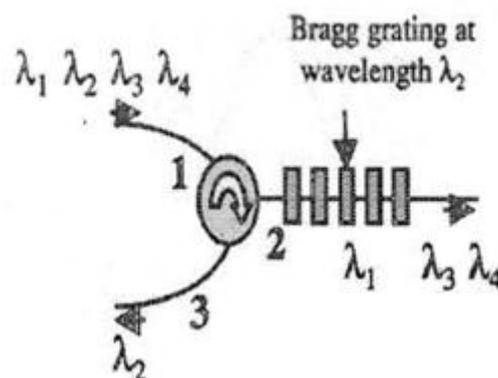


Figure II.6 : Filtre passe bande fabriqué par un réseau de Bragg associé avec un circulateur

Le principe du WDM (Wavelength Division Multiplexing) ou multiplexage en longueur d'onde est d'acheminer plusieurs longueurs d'ondes sur une même fibre, chaque longueur d'onde correspondant à un canal de transmission figure II.7.

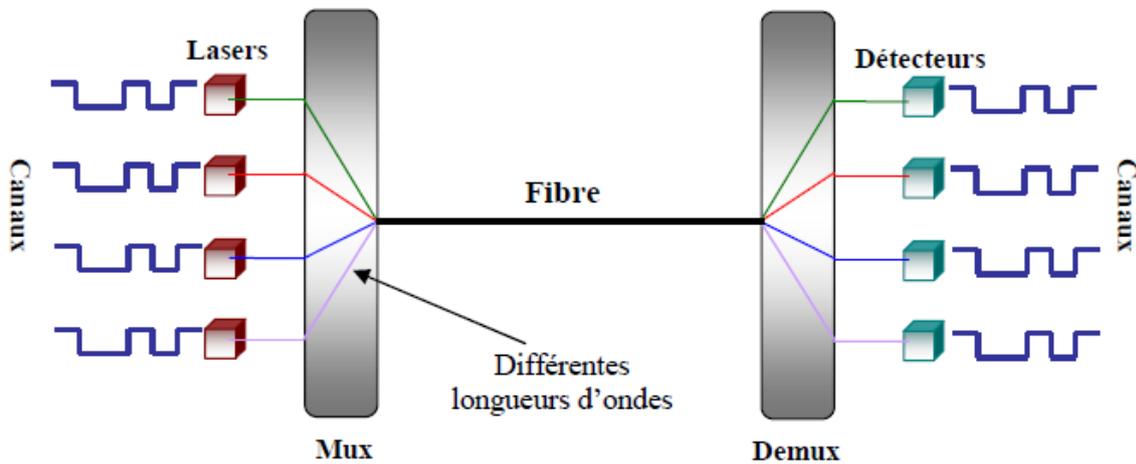


Figure II.7 : Le principe du WDM (Wavelength Division Multiplexing)

Chaque laser émet une longueur d'onde différente (un signal), le multiplexeur (MUX) se charge d'injecter les différentes longueurs d'ondes dans la fibre et le démultiplexeur (DEMUX) fait l'opération inverse un exemple de Mux en cristal photonique à base de réseau de Bragg figure II.8

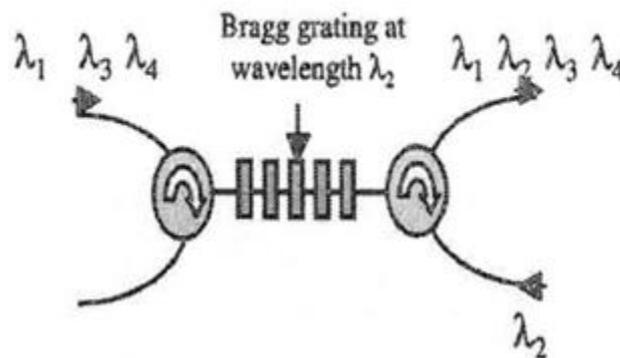


Figure II.8 : un multiplexeur fabriqué avec association d'un réseau de Bragg et deux circulateurs

II- 4 Conclusion :

Les Composants photoniques sont des composants présents dans les systèmes de télécommunication.

Ils sont idéaux une fois utilisés en association avec des lasers à fibre en CP.

En outre, leur grande flexibilité, leur conception les rend très intéressants pour des applications adaptées aux besoins de l'utilisateur, pour de futurs systèmes de capacité élevée exigeant la commande, telle que les filtres optiques accordables.

Référence :

- [27] Jean-Michel LOURTIOZ, Cristaux photoniques et « gap » de photons –Aspects fondamentaux » Technique de l'Ingénieur, AF 3 710, 07/2004.
- [28] Knight J. C., Birks T. A., Cregan R. F., Russell P. S. J. et de Sandro J.-P. Large mode area photoniccrystalfiber. ElectronicsLetters, vol. 34, pp. 1347–1348, June 1998
- [29] Champert P. A., Couderc V. et Barth élémy A. Multi-watt, Continuouswave, continuum generation in dispersion shiftedfiber by use of high power fiber source. NonLinearGuidedWaves and Their Applications. mar 2004
- [30] Woillez J. Les Noyaux Actifs de Galaxies en interférométrie optique à tres longue base. Projet 'OHANA. Thèse de Doctorat : Université de Paris XI Orsay, 2003.
- [31] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, and T. J. Shepherd, "Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures," Electron. Lett., vol. 31, pp. 1941-1943, 1995
- [32] J. Broeng, S. E. Barkou, T. Sondergaard, and A. Bjarklev, "Analysis of air-guidingphotonicbandgapfibers", Opt. Lett., vol. 25, pp. 96-98, 2000
- [33] Rim CHERIF- Étude des Effets Non-Linéaires dans les Fibres à Cristaux Photoniques, 2009.
- [34] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan Science, 289, 604-606 (2000)
- [35] R.D. Meade, A. Deveny, J.D. Joannopolous, O.L. Alerhand, D.A. Smith, K. Kash Journal Appl. Phys., vol. 75, pp.4753 (1994)
- [36] I.RIANT, «Fiber Bragg grating for optical telecommunication», C.R.Physique , 2003, 41-49

III.1.Introduction :

L'évolution des méthodes de calcul a grandement favorisé le développement des composants optiques, il est évident que cette progression a été favorisée par l'explosion des moyens informatiques mis à notre disposition.

Les méthodes de calcul pour l'analyse de problèmes électromagnétiques se scindent en trois parties : les techniques analytiques, les techniques numériques et les systèmes experts.

La première repose principalement sur des simplifications de la géométrie du problème.

La seconde tente de résoudre directement les équations de Maxwell par l'intermédiaire d'une discrétisation spatiale.

La troisième technique consiste à estimer les paramètres recherchés à partir de base de données que l'on enrichirait par l'intermédiaire de plan d'expérience.

Nous présentons dans ce chapitre les différentes méthodes numériques de modélisation des cristaux photonique en détaillant, en particulier, La méthode de matrice de transfert.

III.2.Méthodes de modélisation des cristaux photoniques :

D'une manière générale, la modélisation numérique des cristaux photoniques passe par le calcul des structures de bandes interdites, de la transmission et de la réflexion en fonction de la taille finie ou infinie de la structure.

Les propriétés des matériaux à BIP sont théoriquement décrites par des structures de bandes et la densité des états.

La structure de bandes montre toutes les fréquences (permises) pour divers vecteurs k et la densité des états (Density Of States : DOS) qui indique le nombre d'états photoniques possédant une énergie donnée dans un matériau comprenant une structure photonique, également dites densité photonique d'états.

Les méthodes les plus citées dans la littérature pour l'étude des cristaux photoniques sont [37, 38, 39]:

- ☞ Méthode de décomposition en ondes planes.
- ☞ Méthode des différences finies temporelles (FDTD).
- ☞ Méthode des réseaux de diffraction.

- ☞ La méthode des faisceaux propagés (BPM).
- ☞ La **méthode de matrice de transfert (TMM)**.

III.2.1 La méthode des ondes planes (PWE) :

La Méthode des ondes planes (Plane wave Expansion ou PWE) est une technique numérique répondeuse pour résoudre des problèmes électromagnétiques périodiques.

Cette technique est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques en une superposition d'ondes planes, les équations de Maxwell sont représentées dans le domaine fréquentiel et transformées en un problème aux valeurs propres.

En résolvant ce problème aux valeurs propres, les champs électromagnétiques et les fréquences correspondants à chaque onde plane sont obtenus.

La Méthode des ondes planes est la plus couramment utilisée pour calculer les diagrammes de dispersion dans les cristaux photoniques [40, 41].

III.2.2 La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain):

Elle a été proposée pour la première fois par Yee en 1966[42], le principe est de calculer la propagation des ondes électromagnétiques à partir des équations spatio-temporelles de Maxwell.

Pour cela il faut un maillage de l'espace Δx , Δy , Δz mais aussi un maillage temporel Δt .

La simulation calcule le champ H aux instants $n.\Delta t$ et le champ E aux instants $(n+1).\Delta t$.

Cette méthode est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et pour calculer les distributions de champs dans des structures de dimensions finies [43,44].

L'inconvénient majeur de cette méthode, qui tend cependant à s'estomper avec les évolutions des capacités informatiques, est qu'elle exige des ressources de calculs importantes.

III.2.3 La méthode des réseaux de diffraction:

Elle est basée sur une description du cristal photonique comme un ensemble de réseaux de diffraction successifs. Les champs sont décomposés dans chaque région séparant ces réseaux et la théorie des réseaux est appliquée pour relier les coefficients de cette

décomposition d'une région à l'autre. Le système de relations matricielles obtenu permet d'établir la matrice de diffusion [S] qui caractérise le milieu [45, 46,47].

L'intérêt de cette méthode est qu'elle donne non seulement les modes guidés et les résonances (ce sont les pôles de la matrice de diffusion), mais aussi les pertes intrinsèques de ceux-ci.

III.2.4 La méthode des faisceaux propagés BPM (Beam Propagation Method):

De nombreuses améliorations et résultats ont été publiés sur cette méthode [48], la BPM permet d'analyser les structures non uniformes suivant une direction de propagation quelque soit monomode ou multimode, le principe de cette technique repose 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.

Ainsi, pour chaque pas Δz , on doit effectuer une transformation « domaine spatial /domaine spectral » pour la propagation et la transformation inverse pour la correction de phase.

En conclusion, la BPM offre la possibilité d'étudier des guides sans connaître au préalable ses propriétés modales.

De plus, la rapidité de calcul et le peu de capacité mémoire nécessaire, en raison de la discrétisation spatiale dans une seule des deux directions.

Cependant, les hypothèses faites lors de l'élaboration des équations de la méthode [49] limitent les chercheurs dans les topologies des structures à simuler.

III.2.5 La méthode des matrices de transfert:

Elle est souvent utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission des empilements unidimensionnels, mais a été adaptée au cas bidimensionnel par Pendry [49].

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 [50].

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 constante diélectrique sera plus facilement prise en compte.

III.3. 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 présentes des avantages et des inconvénients.

Pour nos calculs, nous avons choisi la méthode des matrices de transfert qui répond aux critères :

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

III.4.Principe de la méthode des matrices de transfert:

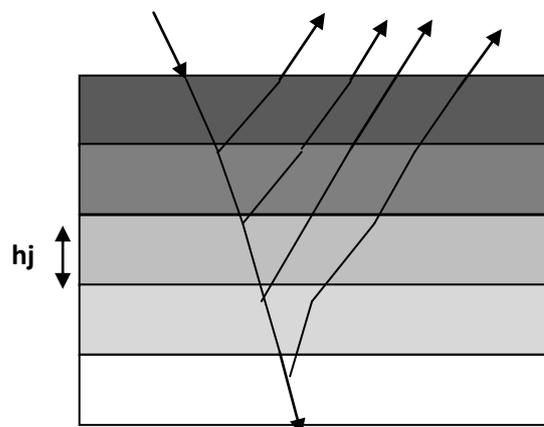


Figure.III.1 : Réflexion sur une structure multicouche

Le principe de la méthode des matrices de transfert est le suivant :

Dans un premier temps, on découpe la structure en différentes régions invariantes dans le sens longitudinal figure (III.1).

Chacune des zones est définie par une expression du champ incident ainsi l'indice de la couche.

A chaque interface on écrit alors les conditions de continuité du champ ce qui permet d'obtenir une matrice de passage d'une zone à l'autre.

De proche en proche, on obtient la matrice de passage de la zone initiale à la zone finale [51].

Cette matrice relie les amplitudes des champs en entrée aux l'amplitude des champs en sorties, ce qui permet d'obtenir l'amplitude des ondes transmises et réfléchies dans n'importe quelle section.

III.4.1 Définition du modèle:

Pour le développement du principe, nous allons nous intéresser à des empilements de couches planes isotropes dont les milieux d'indice constant.

Les couches sont perpendiculaires à l'axe de propagation Z [52] (figure III.2).

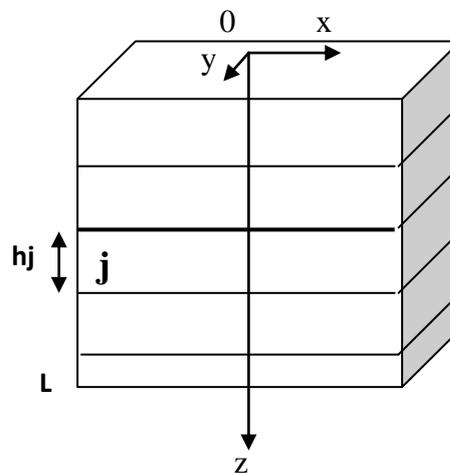


Figure.III.2 : empilement de L couches

La $j^{\text{ème}}$ couche a pour épaisseur h_j

$\varepsilon = n_j^2$: indice de réfraction du milieu j .

Les milieux extrêmes bordant les systèmes de couches diélectriques sont:

- _ pour $z < 0$, le milieu initial caractérise par l'indice n_i .
- _ pour $z > \sum_j h_j$, le milieu final caractérise par l'indice n_f .

Les ondes électromagnétiques sont polarisées rectilignement, le champ électrique \vec{E} est parallèle à l'axe Oy , l'excitation magnétique \vec{H} est parallèle a l'axe Ox.

$$\vec{E} = E_y(x, z)e^{-i\omega t}\vec{a}_y$$

$$\vec{H} = H_x(x, z)e^{-i\omega t}\vec{a}_x$$

Les équations Maxwell dans la couche j nous donnent respectivement :

$$rot \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \text{ et } rot \vec{H} = \epsilon_j \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$-\frac{dE_y}{dz} = i\omega\mu_0 H_x \dots\dots\dots(3-1)$$

$$\frac{dH_x}{dz} = -i\omega\epsilon_j E_y \dots\dots\dots(3-2)$$

En combinant les relations (3-1) et (3-2), nous obtenons

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} = -\epsilon_j \mu_0 \omega^2 E_y = -\left(n_j \frac{\omega}{c}\right)^2 E_y$$

La solution générale de cette équation s'écrit:

$$\vec{E}(x, y, t) = \left(E^+(x)e^{-i(\omega t + \beta_j z)} + E^-(x)e^{-i(\omega t - \beta_j z)}\right) * \vec{a}_y \dots\dots\dots(3-3)$$

avec : $\vec{E}(x, y) = E^+(x)e^{-i(\beta_j z)} + E^-(x)e^{i(\beta_j z)}$

Le premier terme qui correspond à une onde qui se propage dans le sens des z croissants et le second terme à une onde qui se propage en sens inverse.

$$\beta_j = k_0 n_j = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} n_j$$

β_j : constante de propagation du milieu j

En posant $z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$: impédance du vide.

$$H_x(x, z) = \frac{i}{\mu_0 \omega} \frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{n_j}{z_0} \left(E^+(x)e^{-i(\beta_j z)} + E^-(x)e^{i(\beta_j z)}\right) \dots\dots\dots(3-4)$$

A z=0 on trouve:

$$E_y(x, 0) = E^+(x) + E^-(x) \dots\dots\dots(3-5)$$

$$H_x(x, 0) = \frac{n_j}{z_0} (E^+(x) + E^-(x)) \dots \dots \dots (3-6)$$

$E_y(x, 0)$ et $H_x(x, 0)$ représentent les champs existant dans le plans $z = 0$.

La relation (3-3) et (3-4) nous donnent:

$$E^+(x) = \frac{1}{2} \left[E_y(x, z) + \frac{z_0}{n_j} H_x(x, z) \right] e^{-i\beta_j z} \dots \dots \dots (3-7)$$

$$E^-(x) = \frac{1}{2} \left[E_y(x, z) + \frac{z_0}{n_j} H_x(x, z) \right] e^{i\beta_j z}$$

Remplaçant les équations (3-7) dans (3-5) et (3-6), on aura les relations entre les champs à la constante $z=0$ et les champs a la cote z qui peuvent être représenté matriciellement par:

$$\begin{pmatrix} E_y(x, 0) \\ z_0 H_x(x, 0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta_j z & -i \frac{\sin \beta_j z}{n_j} \\ -i n_j \sin \beta_j z & \cos \beta_j z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_y(x, z) \\ z_0 H_x(x, z) \end{pmatrix} \dots \dots \dots (3-8)$$

La matrice (2x2) de l'équation (3-8) est appelée " matrice de transfère caractéristique " du milieu notée $M(z)$.

$$M(z) = \begin{pmatrix} \cos \beta_j z & -i \frac{\sin \beta_j z}{n_j} \\ -i n_j \sin \beta_j z & \cos \beta_j z \end{pmatrix}$$

Cette matrice ne dépend que des caractéristiques du milieu j et de l'abscisse z .

Dans le cas de deux milieu diélectriques adjacents s'étendant respectivement de $z=0$ a $z=z_1$ et $z = z_1$ a $z = z_2$ d'indice n_1 et n_2 , les relations entre les champs donnee par :

$$\begin{pmatrix} E_y(x, 0) \\ z_0 H_x(x, 0) \end{pmatrix} = M_1(z_1) \begin{pmatrix} E_y(x, z_1) \\ z_0 H_x(x, z_1) \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} E_y(x, z_1) \\ z_0 H_x(x, z_1) \end{pmatrix} = M_2(z_2 - z_1) \begin{pmatrix} E_y(x, z_2) \\ z_0 H_x(x, z_2) \end{pmatrix}$$

En incidence normale les champs E_y et H_x sont tangents aux interfaces, (plan de séparation oxy) et donc continu lors de la traversée des interfaces.

Il est alors possible d'écrire la relation entre les champs sous la forme :

$$\begin{pmatrix} E_y(x, 0) \\ z_0 H_x(x, 0) \end{pmatrix} = M_1(z_1) M_2(z_2 - z_1) \begin{pmatrix} E_y(x, z_2) \\ z_0 H_x(x, z_2) \end{pmatrix}$$

Revenons à la structure définie par la figure (III.2) :

Cette fois, chaque couche peut être représentée par une matrice $M_j(h_j)$, et la relation entre les champs a la surface de la structure ($z=0$) et les champ a ($z = z_1$) est la suivante :

$$\begin{pmatrix} E_y(x, 0) \\ z_0 H_x(x, 0) \end{pmatrix} = \prod_{j=1}^L \begin{pmatrix} \cos \beta_j h_j & -i \frac{\sin \beta_j h_j}{n_j} \\ -i n_j \sin \beta_j h_j & \cos \beta_j h_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_y(x, z_L) \\ z_0 H_x(x, z_L) \end{pmatrix} \dots\dots\dots(3-9)$$

Ce résultat de L couches montre qu'on peut caractériser l'ensemble du système par une matrice de transfert caractéristique $M(z_L)$.

Sur les systèmes de couches est envoyée une onde plane incidente dont le champ électrique a pour amplitude $E^+(X, 0)$ en $z=0$ et retourne dans le milieu initial une onde réfléchie $E^-(X, 0)$ en $z=0$.

Enfin, les couches laissent passer dans le milieu final une onde transmise en $z = z_1$ $E(x, z_L)$ figure (III.3)

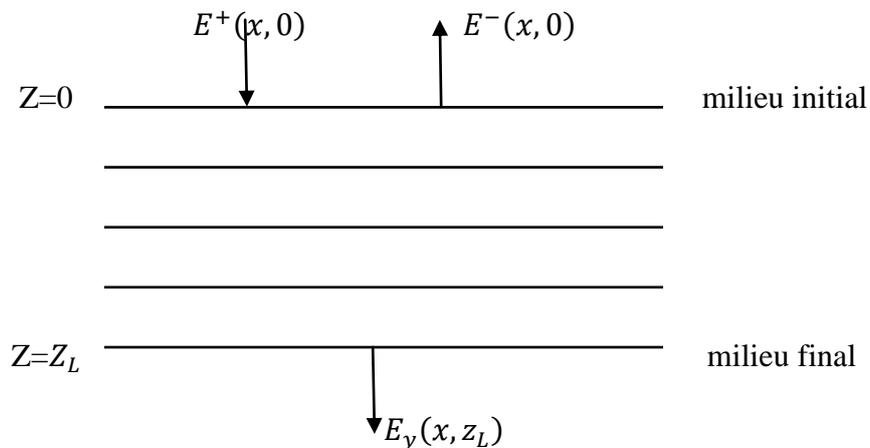


Figure III.3 : représentation des champs dans une structure multicouches.

A partir de la relation de l'équation (3-9), il est possible de calculer le facteur de réflexion de l'empilement.

Le calcul fait intervenir le rapport du champ incident sur le champ réfléchi.

III.4.2 Calcul du facteur de réflexion :

Chaque champ $E_y(x, z_j)$ et $H(x, z_j)$ peut être interprété comme la superposition dans le j^{eme} milieu d'un champ incident note $E_y^+(x, z_j)$ et un champ réfléchi noté $E^-(x, z_j)$, et en appliquant les conditions de continuités des champs tangents aux interfaces, on obtient :

$$E_y^+(x, z_j) + E^-(x, z_j) = E_y(x, z_j)$$

$$E_y^+(x, z_j) - E^-(x, z_j) = \frac{z_0}{n_j} H(x, z_j)$$

La formulation matricielle de l'équation peut s'écrire :

$$\begin{pmatrix} E_y^+(x, z_j) \\ E_y^-(x, z_j) \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{n_j} \\ 1 & -\frac{1}{n_j} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_y(x, z_j) \\ z_0 H_x(x, z_j) \end{pmatrix}$$

En particulier le champ incident et le champ réfléchi à la surface $z=0$

$$\begin{pmatrix} E_y^+(x, 0) \\ E_y^-(x, 0) \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{n_i} \\ 1 & -\frac{1}{n_i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_y(x, 0) \\ z_0 H_x(x, 0) \end{pmatrix} \dots\dots\dots(3-10)$$

En utilisant les relations (5-9) et (5-10), il est possible d'exprimer la matrice sous la forme :

$$\begin{pmatrix} E_y^+(x, 0) \\ E_y^-(x, 0) \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{n_i} \\ 1 & -\frac{1}{n_i} \end{pmatrix} \prod_{j=1}^L \begin{pmatrix} \cos \beta_j h_j & -i \frac{\sin \beta_j h_j}{n_j} \\ -in_j \sin \beta_j h_j & \cos \beta_j h_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_y(x, z_L) \\ z_0 H_x(x, z_L) \end{pmatrix} \dots\dots\dots(3-11)$$

Sachant qu'il n'y a pas d'onde de retour dans le milieu final qui est illimité dans la direction de l'axe oz, $E_y^-(x, z_L) = 0$

Avec :

$$H_x(x, z_L) = \frac{n_L}{z_0} E_y(x, z_L)$$

L'équation (3-11) devient:

$$\begin{pmatrix} E_y^+(x, 0) \\ E_y^-(x, 0) \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{n_i} \\ 1 & -\frac{1}{n_i} \end{pmatrix} \prod_{j=1}^L \begin{pmatrix} \cos \beta_j h_j & -i \frac{\sin \beta_j h_j}{n_j} \\ -in_j \sin \beta_j h_j & \cos \beta_j h_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ n_L \end{pmatrix} E_y(x, z_L)$$

Cette matrice peut être représenté par :

$$\begin{pmatrix} E_y^+(x, 0) \\ E_y^-(x, 0) \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{n_i} \\ 1 & -\frac{1}{n_i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ n_L \end{pmatrix} E_y(x, z_L) \dots \dots \dots (3-12)$$

Avec :

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \prod_{j=1}^L \begin{pmatrix} \cos \beta_j h_j & -i \frac{\sin \beta_j h_j}{n_j} \\ -in_j \sin \beta_j h_j & \cos \beta_j h_j \end{pmatrix}$$

On rappelle que le coefficient r(x) de réflexion est égal au rapport du champ réfléchi sur le champ incident.

$$r(x) = \frac{E_y^+(x, 0)}{E_y^-(x, 0)}$$

D'après l'équation (5-12)

$$E_y^+(x, 0) = \frac{1}{2} \left(M_{11} + M_{12} n_L + \frac{M_{21}}{n_i} + M_{22} \frac{n_L}{n_i} \right) E_y(x, z_L) \dots \dots \dots (3-13)$$

$$E_y^-(x, 0) = \frac{1}{2} \left(M_{11} + M_{12} n_L - \frac{M_{21}}{n_i} - M_{22} \frac{n_L}{n_i} \right) E_y(x, z_L)$$

D'où

$$r(x) = \frac{M_{11} + M_{12} n_L - \frac{M_{21}}{n_i} - M_{22} \frac{n_L}{n_i}}{M_{11} + M_{12} n_L + \frac{M_{21}}{n_i} + M_{22} \frac{n_L}{n_i}} \dots \dots \dots (3-14)$$

Le coefficient de transmission est égal au rapport du champ transmis sur le champ incident

$$t(x) = \frac{E_y(x, z_L)}{E_y^+(x, 0)} = \frac{2}{M_{11} + M_{12} n_L + \frac{M_{21}}{n_i} + M_{22} \frac{n_L}{n_i}} \dots \dots \dots (3-15)$$

Le facteur de réflexion se calcul directement par la relation :

$$R(x) = r(x) \cdot r(x)^* \dots\dots\dots(3-16)$$

En principe si les matériaux ne sont pas absorbants, le facteur de transmission est alors déduit de la formule :

$$T(x) = 1 - R(x)$$

III.5.Cas particulier:

III.5.1. 1^{eme} particularité:

Si on applique les résultats déjà vus dans le calcul du facteur de réflexion $R(x)$ pour le cas où s'interpose une couche d'épaisseur h_1 le milieu initial et le milieu final figure (III.4)

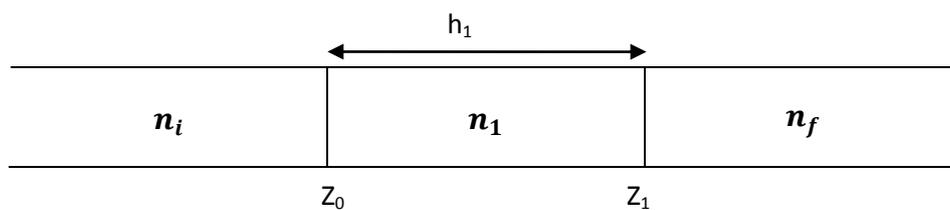


Figure III.4 : structure à 3 couches.

$$M(h) = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta_1 h_1 & -i \frac{\sin \beta_1 h_1}{n_j} \\ -i n_1 \sin \beta_1 h_1 & \cos \beta_1 h_1 \end{pmatrix}$$

Sachant que :

$$r(x) = \frac{M_{11} + M_{12} n_L - \frac{M_{21}}{n_i} - M_{22} \frac{n_L}{n_i}}{M_{11} + M_{12} n_L + \frac{M_{21}}{n_i} + M_{22} \frac{n_L}{n_i}}$$

Nous en déduisons :

$$r(x) = \frac{\cos \beta_1 h_1 \left(1 - \frac{n_f}{n_i}\right) + i \sin \beta_1 h_1 \left(\frac{n_1}{n_i} - \frac{n_f}{n_1}\right)}{\cos \beta_1 h_1 \left(1 + \frac{n_f}{n_i}\right) - i \sin \beta_1 h_1 \left(\frac{n_1}{n_i} + \frac{n_f}{n_1}\right)}$$

$R(x)$: Le facteur de réflexion s'écrit :

$$R(x)=|r(x)|^2 = \frac{\cos^2 \beta_1 h_1 \left(1 - \frac{n_f}{n_i}\right)^2 + \sin^2 \beta_1 h_1 \left(\frac{n_1}{n_i} - \frac{n_f}{n_1}\right)^2}{\cos^2 \beta_1 h_1 \left(1 + \frac{n_f}{n_i}\right)^2 + \sin^2 \beta_1 h_1 \left(\frac{n_1}{n_i} + \frac{n_f}{n_1}\right)^2}$$

Sachant que :

$$\cos^2 \beta_1 h_1 = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\beta_1 h_1), \sin^2 \beta_1 h_1 = \frac{1}{2} (1 - \cos 2\beta_1 h_1)$$

$$R(h_1) = \frac{\left[\left(1 - \frac{n_f}{n_i}\right)^2 + \left(\frac{n_1}{n_i} - \frac{n_f}{n_1}\right)^2\right] + \cos 2\beta_1 h_1 \left[\left(1 - \frac{n_f}{n_i}\right)^2 - \left(\frac{n_1}{n_i} - \frac{n_f}{n_1}\right)^2\right]}{\left[\left(1 + \frac{n_f}{n_i}\right)^2 + \left(\frac{n_1}{n_i} + \frac{n_f}{n_1}\right)^2\right] + \cos 2\beta_1 h_1 \left[\left(1 + \frac{n_f}{n_i}\right)^2 - \left(\frac{n_1}{n_i} + \frac{n_f}{n_1}\right)^2\right]}$$

Ainsi $R(h)$ est une fonction sous la forme :

$$R(h_1) = \frac{a + b \cos 2\beta_1 h_1}{a' + b \cos 2\beta_1 h_1} = 1 - \frac{a + a'}{a' + b \cos 2\beta_1 h_1}$$

Avec :

$$a = \left(1 - \frac{n_f}{n_i}\right)^2 + \left(\frac{n_1}{n_i} - \frac{n_f}{n_1}\right)^2$$

$$a' = \left(1 + \frac{n_f}{n_i}\right)^2 + \left(\frac{n_1}{n_i} + \frac{n_f}{n_1}\right)^2$$

$$b = \left(1 + \frac{n_f}{n_i}\right)^2 - \left(\frac{n_1}{n_i} + \frac{n_f}{n_1}\right)^2$$

Nous pouvons vérifier que $a > a' > b$. Ainsi nous remarquons que :

$R(h_1)$ est une fonction périodique de période h_t .

Ainsi :

$h_t n_i = \frac{\lambda_0}{2}$

..... (3-17)

$R(h_1)$ oscille entre les valeurs externes

$$R_{\text{maximal}} = R_m = 1 - \frac{a' - a}{a' + b} = \left(\frac{n_i - n_f}{n_i + n_f}\right)^2$$

Pour $\cos 2\beta_1 h_1 = 1$ soit pour $h_1 = p \frac{\lambda_1}{2}$ avec $p \in \mathbb{N}$

$$R_{\text{maximal}} = R_m = 1 - \frac{a' - a}{a' + b} = \left(\frac{\frac{n_1}{n_i} - \frac{n_f}{n_1}}{\frac{n_1}{n_i} + \frac{n_f}{n_1}} \right)^2$$

Pour $\cos 2\beta_1 h_1 = -1$ soit pour $h_1 = (2p + 1) \frac{\lambda_1}{2}$

III.5.1.1 Application numérique :

III.5.1.1.1 1^{ère} particularité :

a) Lorsque l'on passe directement du vide ($n_i = 1$) au milieu final ($n_i = 1.5$, indice de refraction de verre) $M(h)$ est la matrice identité ($M_{11} = M_{22} = 1$ $M_{12} = M_{21} = 0$)

Nous obtenons alors :

$$r = \frac{1 - n_f}{1 + n_f}$$

D'où la réflectivité

$$R = \left(\frac{1 - n_f}{1 + n_f} \right)^2 = 0.04$$

b) Si le milieu $n_1 = 1.35$ s'interpose, la réflectivité est de $R = 0.0094$

Nous constatons que cette dernière (réflectivité=0.0094) est plus petite que celle obtenue lorsque l'on passe directement du vide au milieu final.

La couche qu'on a déposée sur la surface de l'objectif a permis de diminuer le pouvoir réflecteur d'où le nom de couche "anti-reflet".

III.5.1.1.2 2^{ème} particularité :

Si on a deux milieux de séparation n_1 et n_2 la réflectivité maximale peut être obtenue pour :

$$h_1 n_1 + h_2 n_2 = \frac{\lambda_0}{2}$$

Cette condition entre dans le principe des **miroirs de Bragg**.

III.5.1.1.3 3^{ème} particularité:

Considérons le cas où le modèle précédent (L couches) représente par le système A,B est modifier par l'addition d'une couche supplémentaire (L+1 couches).

Par la méthode des matrices, A et B sont remplacé par A' et B' dans l'expression du coefficient de réflexion.

Ces derniers sont calculés à partir des premiers et de la matrice caractéristique de la couche ajoutée :

$$\begin{pmatrix} A' \\ B' \end{pmatrix} = M(H) \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}$$

Au total, il faut compter une multiplication (matrice x vecteur) supplémentaire.

La méthode des matrices de transfert est donc très adaptée au calcul des facteurs de réflexion et de transmission.

III.6 Organigramme :

Après avoir expliqué la matrice caractéristique qui permet de définir les champs dans une structure multicouches, il serait intéressant de simuler cette étude.

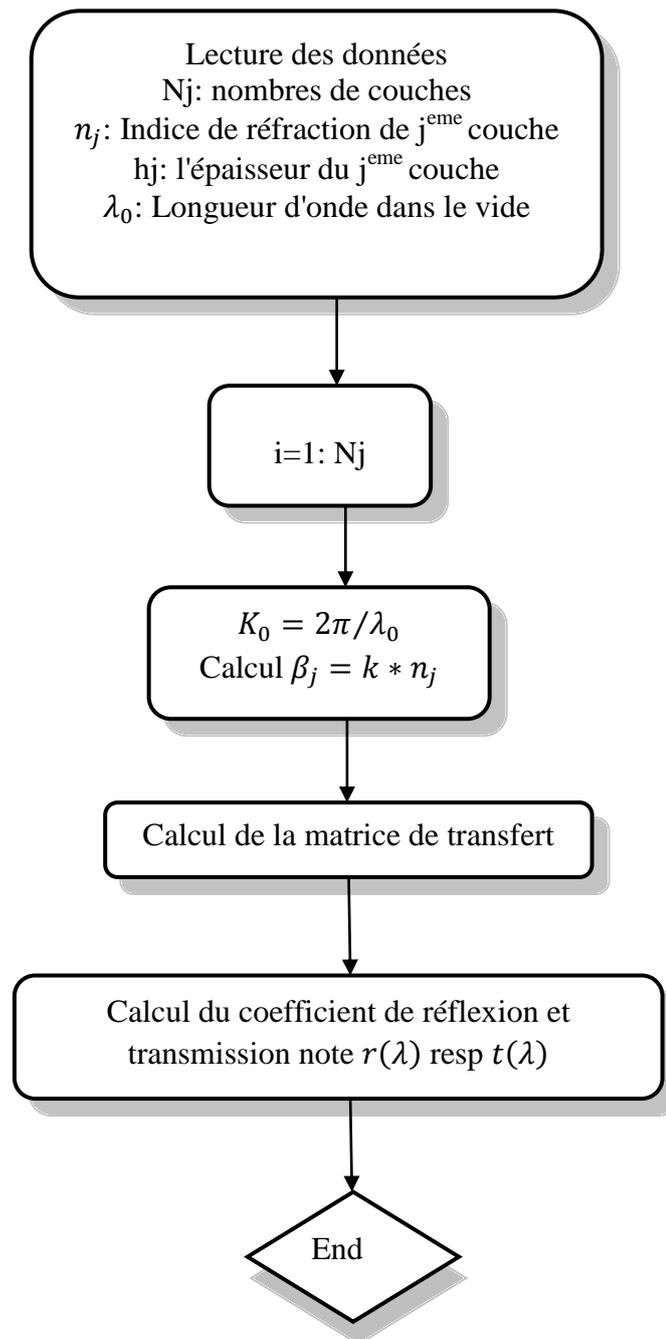


Figure.III.5 : Organigramme permettant de calculer le facteur de réflexion et de transmission pour λ donné.

III.7 Miroirs de Bragg:

Les miroirs de Bragg sont des structures multicouches particulières des cristaux photoniques unidimensionnels, utilisées par exemple pour la fabrication des lasers à émission verticale comme montré sur la figure ci-dessous.

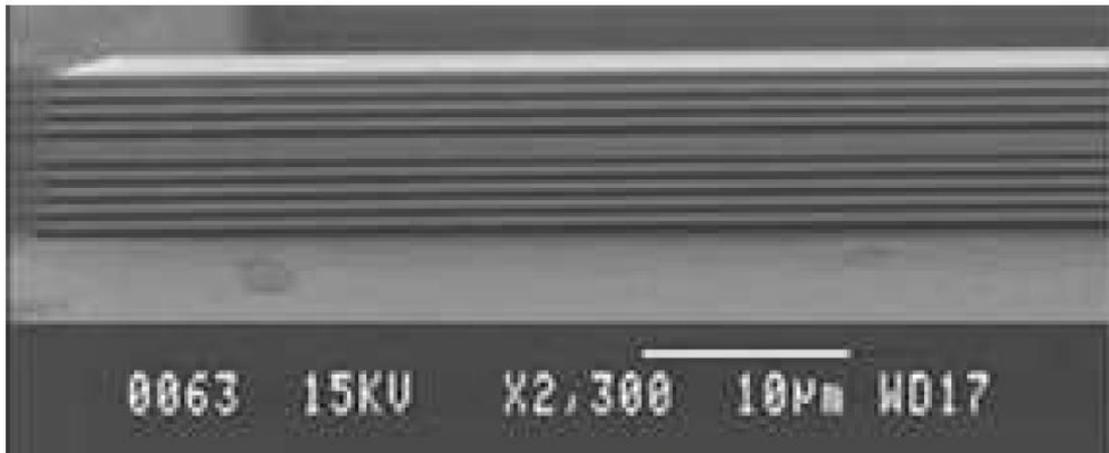


Figure.III.6 : Image MEB d'une Cavité Verticale à Emission par la Surface (VCSEL) "tout air-gap".

Source :

Laboratory of Semi-conductor Materials, KTH.[17]

Leurs principales propriétés :

1- Présenter un facteur de réflexion élevé, pouvant atteindre 100% dans un certain domaine de longueur d'onde.

Cette zone de grande réflexion est centrée sur la longueur d'onde de miroir appelée λ_B . Les photons dont les longueurs d'ondes correspondent à celle de Bragg λ_B seront toujours réfléchis, delà ils se nomment aussi structures à bandes interdites photoniques BIP.

2- Empilement périodique de couche alternées de deux matériaux transparents dans la gamme spectrale d'intérêt.

3- L'épaisseur optique du motif périodique est demi-onde.

III.7.1 Application de la TMM sur les miroirs de Bragg:

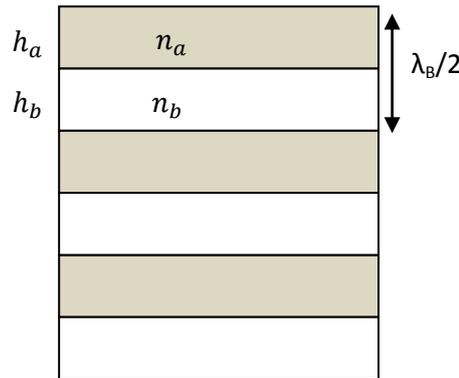


Figure.III.7 : Représentation schématique d’un miroir de Bragg.

Soit un empilement périodique de couches alternées de deux matériaux X_a et X_b chaque couches de matériau X_a (resp X_b) est caractérisée par son épaisseur h_a (resp h_b) et son indice n_a (resp n_b) (figure III.7).

Cet empilement est appelé miroir de Bragg si à la longueur d'onde du miroir λ_B , l'épaisseur optique de deux couches consécutives est demi-onde :

$$\boxed{h_a * n_a + h_b * n_b = \frac{\lambda_B}{2}} \dots\dots\dots(3-17)$$

La configuration la plus classique est celle pour laquelle les épaisseurs optiques de chaque couche sont quart d'onde.

Les épaisseurs et les indices des couches doivent vérifier alors:

$$\boxed{h_a * n_a = h_b * n_b = \frac{\lambda_B}{4}}$$

Pour cette configuration et à la longueur d'onde λ_B , les matrices caractéristiques de chaque couche prennent une forme simple : $M = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{i}{n} \\ -in & 0 \end{pmatrix}$, et le calcul du coefficient de réflexion a la longueur d'onde $r(\lambda_B)$ s'effectue aisément et donc pour un empilement de $2L$ couches l'expression de $r(\lambda_B)$ est :

$$\boxed{r(\lambda_B) = \frac{n_i - n_f \left(\frac{n_a}{n_b}\right)^{2L}}{n_i + n_f \left(\frac{n_a}{n_b}\right)^{2L}} \dots\dots\dots(3-18)}$$

Avec :

n_i : L'indice du milieu initial.

n_f : L'indice du milieu final.

Le facteur de réflexion $R(\lambda_B)$ se déduit facilement de l'expression de r par la formule :

$$R(\lambda) = |r(\lambda)|^2.$$

L'équation du $r(\lambda_B)$ permet d'obtenir quelques informations quant au maximum du facteur de réflexion, moyennant des hypothèses sur les indices et le nombre de couche.

Si n_a et n_b sont très différents et que le nombre de couches est grand alors, l'expression R tend vers 1 (100% de réflexion) :

$$n_a \ll n_b \lim_{L \rightarrow \infty} \left(\frac{n_a}{n_b}\right)^{2L} = 0 \Rightarrow \lim_{L \rightarrow \infty} R(\lambda_B) = 1$$

$$n_a \gg n_b \lim_{L \rightarrow \infty} n_i - n_f \left(\frac{n_a}{n_b}\right)^{2L} = -n_f \left(\frac{n_a}{n_b}\right)^{2L} \Rightarrow \lim_{L \rightarrow \infty} R(\lambda_B) = 1$$

D'après ces équations, le facteur de réflexion sera d'autant plus proche de 100% que les indices n_a et n_b sont différents et que le nombre de couches est élevé (L grand).

III.7.2 Propriété des miroirs de Bragg :

III.7.2.1 Facteur de réflexion :

Le programme de matrice caractéristique présenté auparavant dans le cas général se simplifie considérablement en l'appliquant sur des structures de Bragg qui comportent généralement de fortes discontinuités d'indices et un nombre important de couches [52-]:

Les équations (3-14) et (3-18) permettent de calculer le facteur de réflexion d'un miroir de Bragg en fonction de la longueur d'onde.

La figure suivante illustre ce résultat :

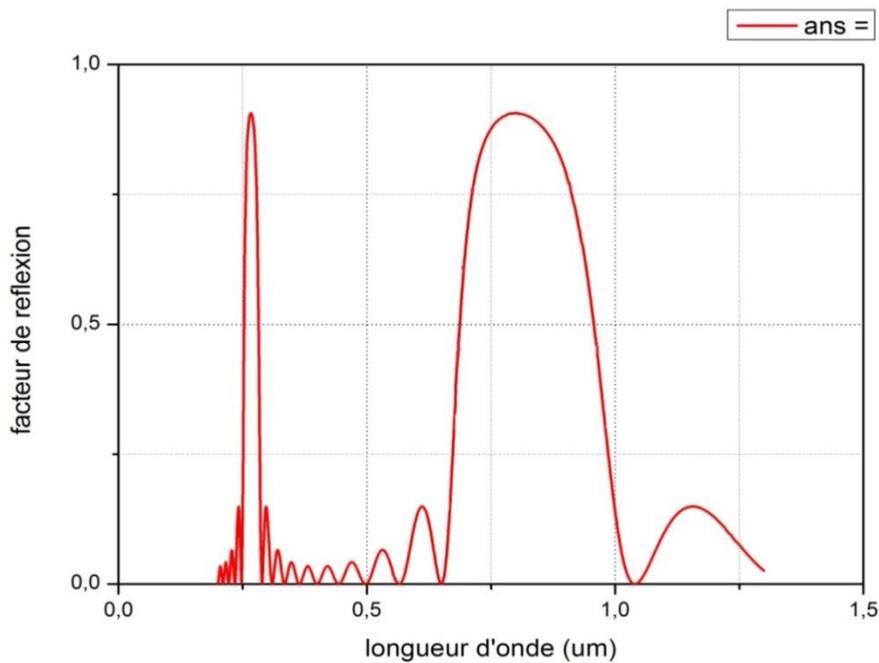


Figure.III.8: facteur de réflexion d'un miroir de Bragg diélectrique centre à 800 nm en fonction de λ .
Le miroir est constitué de 10 périodes $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ déposées sur SiO_2 .

La figure (III.8) représente le résultat du calcul théorique du facteur d'un miroir de Bragg constitué de 16 couches alternées de silice et de nitrure de silicium déposées sur un substrat de silice.

Les épaisseurs du miroir sont calculées pour une longueur d'onde $\lambda_B=800\text{nm}$.

Dans les équations, la longueur d'onde λ intervient au dénominateur du coefficient de phase β .

Il est plus intéressant de tracer le facteur de réflexion en fonction du nombre d'onde normalisé $Q=\frac{\lambda_B}{\lambda}$.

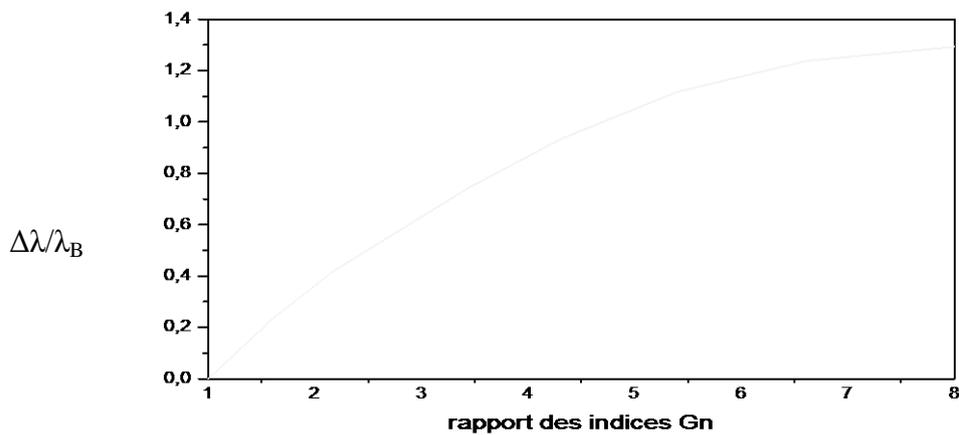


Figure.III.9 : Largeur du pic central rapporté à la longueur d'onde du filtre $\Delta\lambda/\lambda_B$ en fonction du rapport des indices des deux matériaux (G_n).

La longueur du pic est une fonction croissante de G_n , cette figure permet de prévoir la longueur du pic centrale d'un miroir pour un couple de matériaux et une longueur d'onde λ_B donnée.

Par exemple pour l'empilement de la figure (III.9), G_n est proche de 1.45 ($N_{\text{Si}_3\text{N}_4}=2.1, N_{\text{SiO}_2}=1.45$) la largeur du pic prévue est égale à 0.235 fois la longueur d'onde de miroir ,c'est à dire ici à 188nm.

La longueur du pic centrale détermine la sélectivité du miroir: plus le pic est étroit, plus le, miroir est sélectif.

Compte tenu de l'équation 3-19, le miroir sera d'autant sélectif que G_n est proche de 1

III.7.2.2 Choix des matériaux :

Le spectre du facteur de réflexion peut être perturbé par le matériau choisi si ce dernier à un indice qui varie fortement avec la longueur d'onde et en particulier s'il est absorbant.

L'application impose de préférence qu'il soit transparent dans le domaine spectral utile du dispositif.

III.7.2.3 Nombre de couche :

Quel que soit G_n le nombre de couche joue surtout sur l'intensité du pic principal: plus le nombre de couche est élevé meilleur est le facteur de réflexion.

Soit le cas particulier d'un empilement de deux couches ($L=1$).

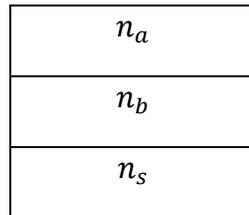


Figure.III.10: cette structure est un miroir de Bragg centré sur la longueur d'onde (λ_B).

Plaçons-nous dans le cas où le substrat est en verre (d'indice $n_s = 1.5$).

Le milieu ambiant est l'air ($n_0 = 1$).

Le calcul du facteur de réflexion, à la longueur d'onde (λ_B), donne le résultat suivant:

$$R = \left(\frac{1 - n_s G_n^2}{1 + n_s G_n^2} \right)^2$$

Le facteur de réflexion de cette structure est tracé en fonction du coefficient G_n des matériaux

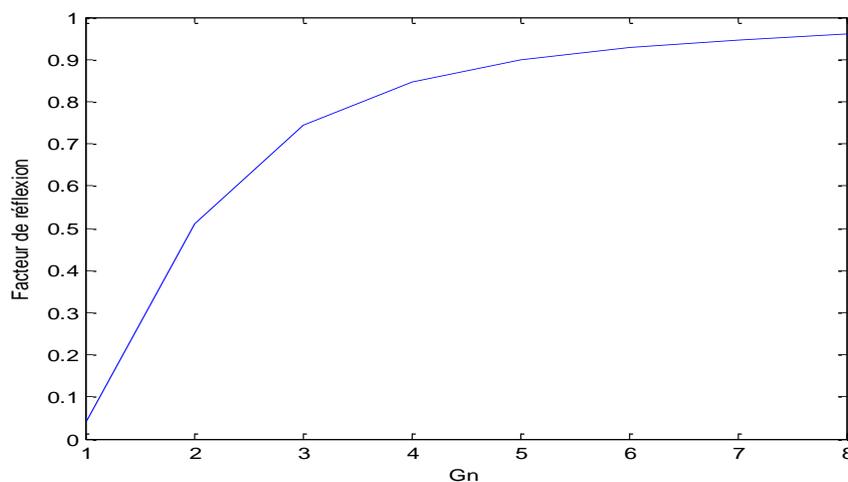


Figure.III.11 : Facteur de réflexion de G_n pour un miroir de Bragg à deux couches quart d'onde.

La courbe de la figure (III.11) montre que le facteur de réflexion sera meilleur au fur et à mesure que G_n augmente.

Delà, la condition nécessaire pour obtenir l'effet BIP complet, est que le contraste (rapport) d'indices optiques entre les matériaux diélectriques constituant la structure périodique soit supérieur à une valeur limite minimale (généralement > 2).

Cette condition peut être réalisée en gravant une structure périodique d'un diélectrique à fort indice, tel un matériau semi-conducteur dont l'indice de réfraction optique est de l'ordre de 3 (l'autre matériau diélectrique d'indice voisin de 1).

Le choix d'utiliser des matériaux III-V répond à certaines propriétés intéressantes :

- 1) Les matériaux semi-conducteurs III-V, sont dotés d'un fort indice optique, nécessaire à l'effet BIP.
- 2) Une très forte résistivité des substrats d'où un isolement aisé entre composants et une diminution importante des capacités parasite.
- 3) La possibilité de réaliser par épitaxie des hétérojonctions c'est à dire des empilements d'alliages III-V de propriétés différentes et plus particulièrement l'aptitude au micro usinage des structures ainsi élaborées.

Références:

[37] M.koshiba, K.Mayata, and M.Suwuki

"Improved finite element formation in terms of magnetic field vector for dielectric waveguide"IEEE Trans, Microwave Theory Tech, Vol 33,p227-233,(1985).

[38]K.S.Chiang

"Review of numerical and approximale methods for the modal analysis of general optical dielectric waveguide",Opt.Quant Electron, Vol 29,P113-134.(1994).

[39] E.A.J.Marcatili

"Slab-coupled waveguide" Bell.Syst.Tech.J.Vol 53, P 645-674(1974).

[40] J.W Pan, J-L Shieh,J.HGau,and J.L Chyi

"study of the optical propriets of $\text{In}_{0.52}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.48}\text{As}$ by variable angle spectroscopidellipsometry",ApplPhysVol 78,No 1,P442-445 (1995).

[41]A.Gedeon

"Comparaison between rigorous theory and WKB analyse of mode in graded index waveguide",Opt.Comm,Vol 12, P329-332.(1974).

[42] C.H.Henry and B.H.Vebeek

"Solution of The Vector Wave Equation for General Dielectric waveguide by The Galerkinmethod"IEEEJ.Quant.Electrictron,Vol 28, No 2,P308-313 (1989).

[43] R.L.Gallawa, I.G.Goyal, Y.TU, and AKGhatak

"An approximate solution usignGalerkin's method with Hermite-Gauss basis functions" IEEE,JquantElec, Vol 27, P518-522(1991).

[44]B.M.A.Rahman ;and J.B.Davies

"Penalty , function improvement of waveguide solution by finite elements" IEEE trans microwave Theory Tech, Vol 32, No 8, P922-928(1984).

[45]M.Feham

"Analyse rigoureuse par la méthode des éléments finis des structures résonnantes passives micro-onde, Application au filtre millimétrique à résonateur diélectrique";thèse doctorat(Tlemcen).(1994)

[46]K.Bierwirth,N.Schulz,andF.Arndt

"finite difference analysis of rectangular dielectric waveguide structures",IEEETrans,Microwave theory Tech, Vol 34, P1104-1114,(1986)

[47]D.R.Heatly, G.Vitrant and A.Kevorkian

"Simple finite-difference algorithm for calculating waveguide modes" Opt. Quant. Electron, Vol 126,

No 3, P 151-163. (1994)

[48] K.S. Chiang

"Analysis of The Effective-Index Method for The Vector Modes of Rectangular-Core Dielectric Waveguides", IEEE Trans On Microwave Theory and Tech, Vol 44, No 5, P 692-700. (1996)

[49] E.A.J. Marcatili

"Slab-coupled waveguides", Bell Syst, Tech. J, Vol 24, No 5, P 766-774, (1974)

[50] Z. KNIT

Optics of Thin films, A Willey-Interscience publication. (1976)

[51] J.D. Rancourt

"Optical of thin films", McGraw Inc. (1987).

[52] P. Deneve

"propagation d'onde", edition ellipses P 78-82 (1986).

IV.1. Introduction :

Des programmes sous Matlab sont développés et optimisés permettant de simuler et de représenter le spectre de transmission et de réflexion d'un réseau de Bragg (CP1D), en utilisant et variant certains paramètres opto-géométriques tels que le nombre de paires de cellules, l'angle d'incidence, les indices de réfraction.

IV.2. Etude d'un réseau de Bragg:

IV.2.1. 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(IV.1)). 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 peut atteindre la réflectivité maximale pour d'autres paramètres que ceux respectant strictement la condition de Bragg.

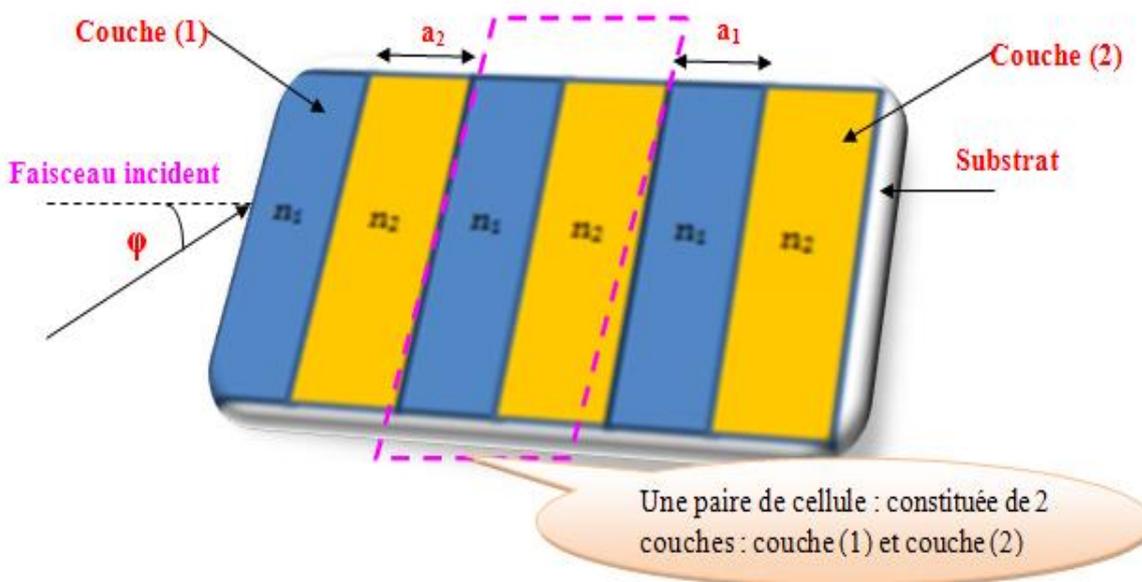


Figure.IV.1 : Représentation des différents paramètres optogéométriques d'un réseau de Bragg.

IV.2.2. Simulation des coefficients de réflexion et de transmission d'un réseau de Bragg (CP_1D):

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 (CP_1D).

➡ L'impact de la variation de l'épaisseur des couches sur le spectre d'un réseau de Bragg pour une incidence normale:

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

Premier 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)	165 nm
l'épaisseur de la couche(2)	165 nm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[650- 5000] nm

Tableau IV.1 : Présentation des différentes valeurs des paramètres optogéométriques du réseau de Bragg ayant des couches à épaisseurs égales.

La reflexion en fonction de la longueur d'onde

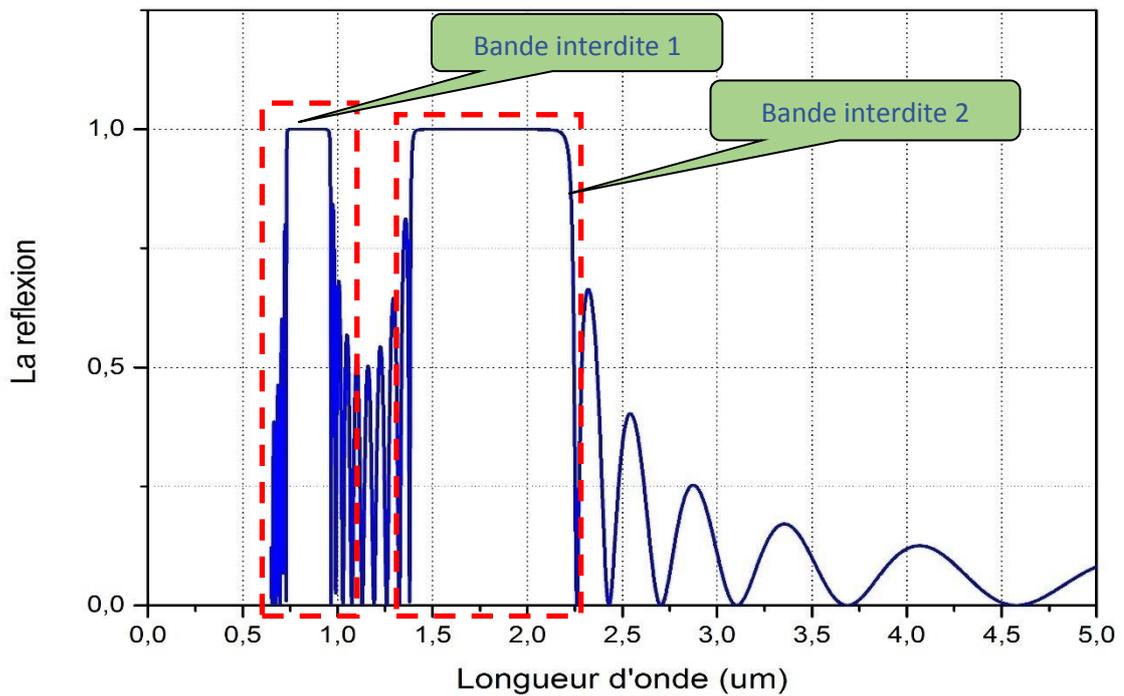


Figure.IV.2-a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.1).

La transmission en fonction de la longueur d'onde

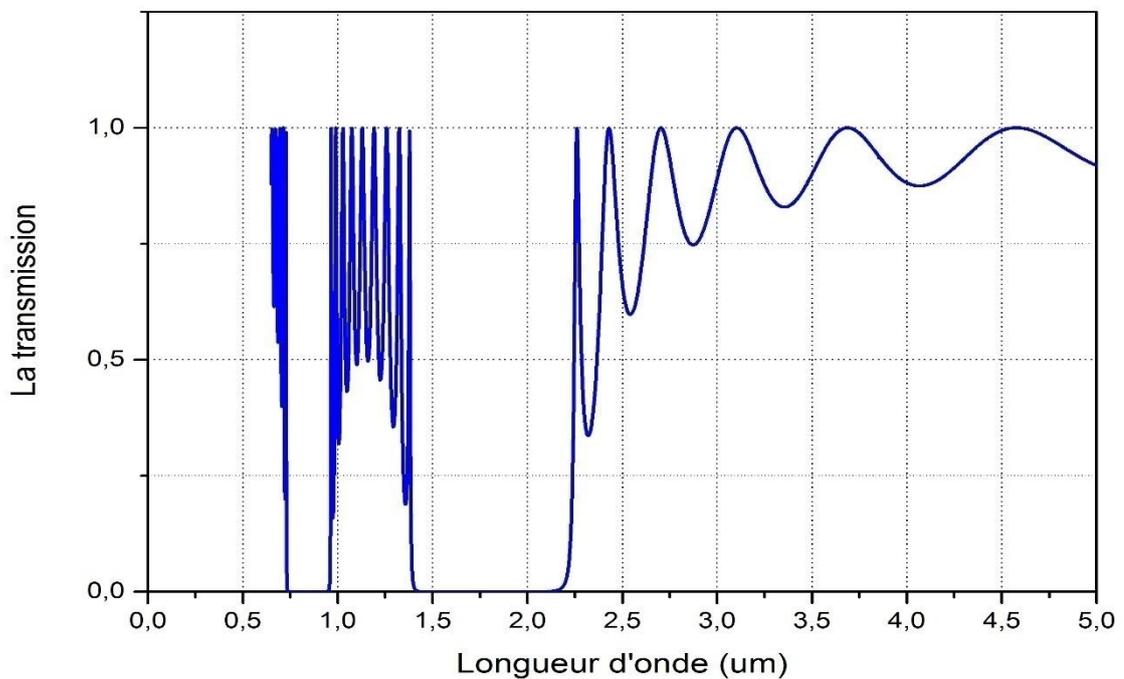


Figure.IV.2-b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.1).

Commentaires sur le spectre de la figure(IV.2) :

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 de deux bandes interdites photoniques : $\mathbf{B}_1 = [0.733 - 0.971] \mu\text{m}$, $\mathbf{B}_2 = [1.370 - 2.280] \mu\text{m}$.

Deuxième cas :

Nombre de paires de cellules	20
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	1.46
Indice de réfraction de la couche(2)	2.1
l'épaisseur de la couche(1)	265 nm
l'épaisseur de la couche(2)	165 nm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[200 - 1600] nm

Tableau IV.2 : Les valeurs des paramètres optogéométriques du réseau de Bragg avec un changement dans l'épaisseur des deux couches (l'épaisseur de la couche(1) > l'épaisseur de la couche(2))

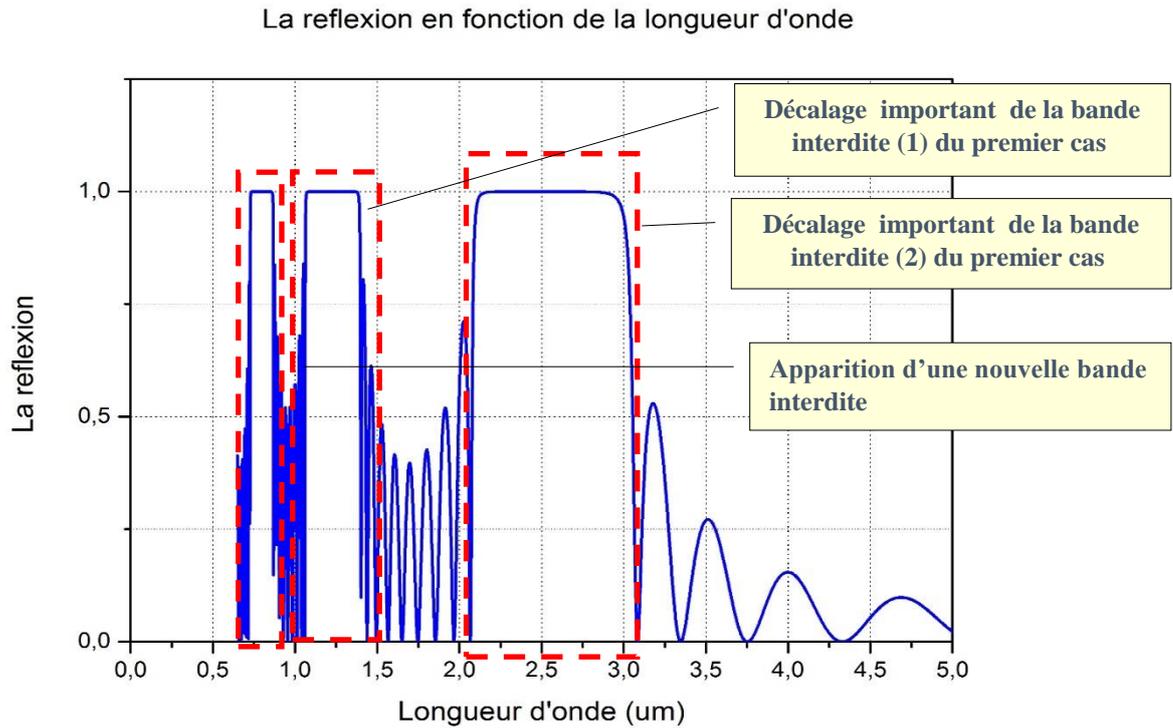


Figure.IV.3-a : Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.2).

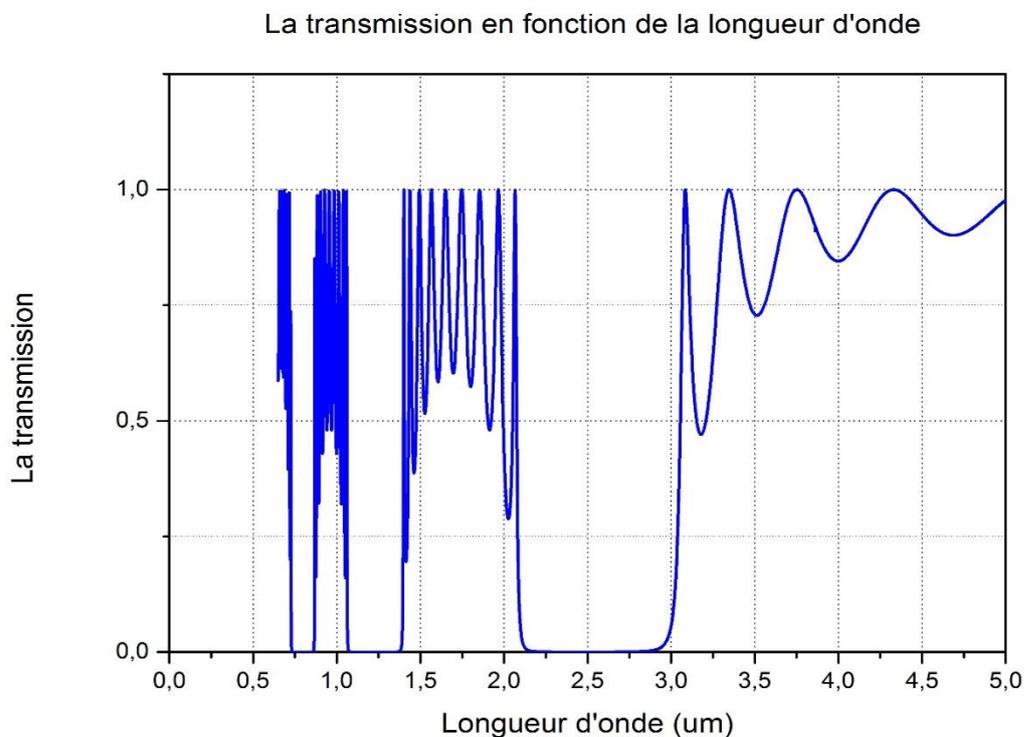


Figure.IV.3-b : Simulation des coefficients de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.2).

Commentaires sur le spectre de la figure(IV.3) :

Cette fois-ci, nous avons obtenu un pic de réflectivité maximale qui vaut 99% accompagné d'une transmission de 1% de l'onde incidente et la présence de trois bandes interdites B_1 , B_2 et B_3 dont la première s'étend de $[0.702 - 0.930] \mu\text{m}$, la deuxième de $[1.040 - 1.410] \mu\text{m}$, la troisième s'étend de $[2.080 - 3.050] \mu\text{m}$

Troisième 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)	165 nm
l'épaisseur de la couche(2)	265 nm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[650 - 5000] nm

Tableau IV.3 : Les valeurs des paramètres optogéométriques du réseau de Bragg avec un changement dans l'épaisseur des deux couches (l'épaisseur de la couche(1) < l'épaisseur de la couche(2))

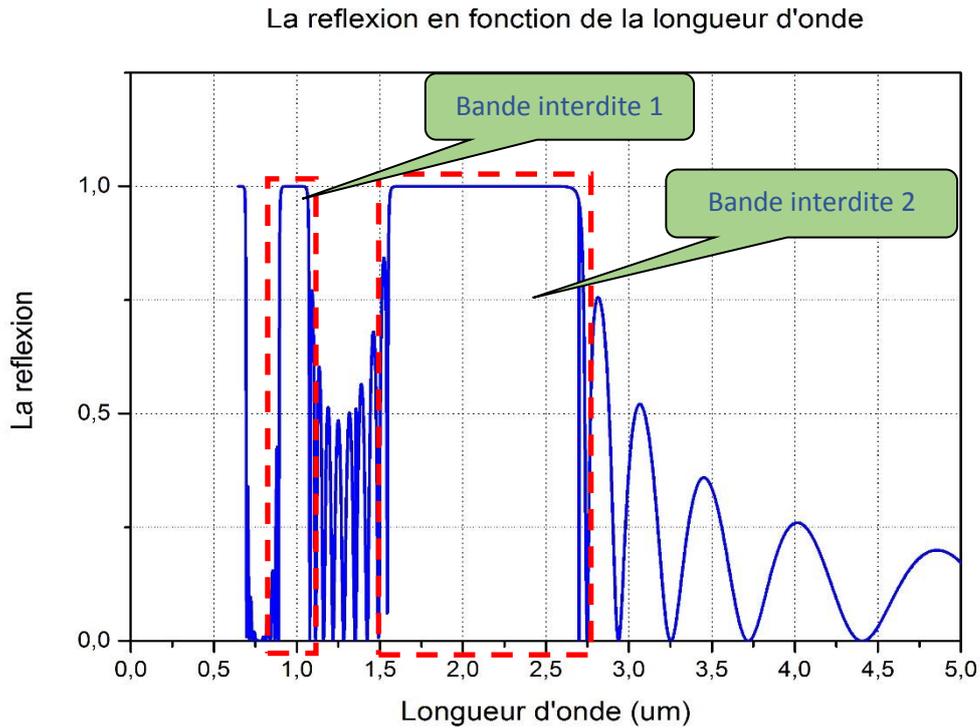


Figure.IV.4-a : Simulation des coefficients de réflexion et de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (VI.3).

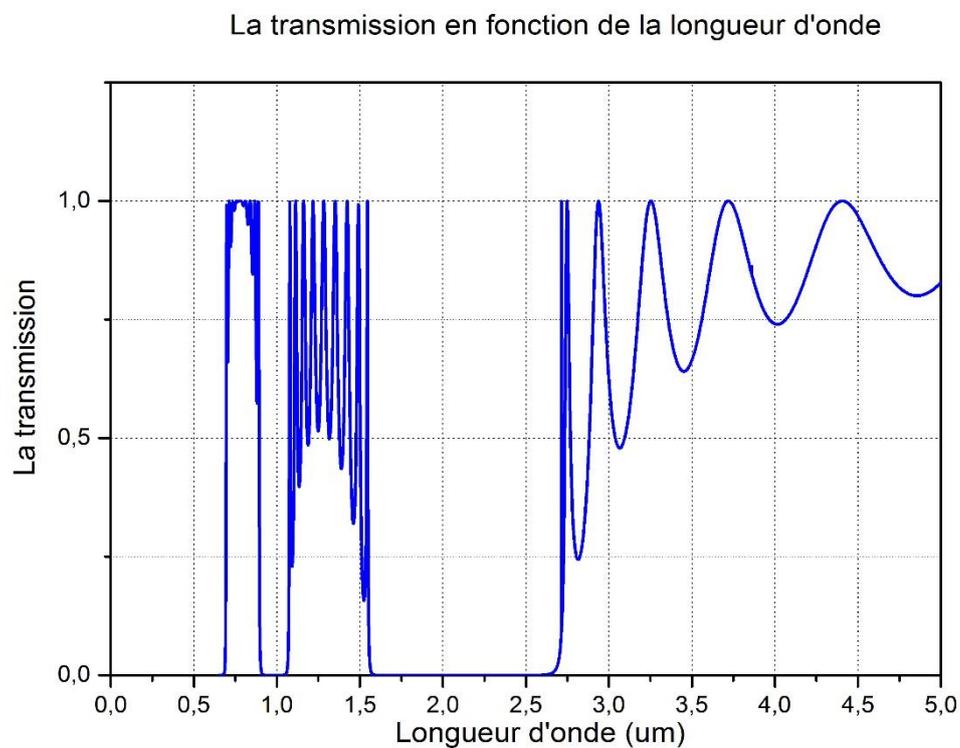


Figure.IV.4-b : Simulation des coefficients de réflexion et de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.3).

Commentaires sur le spectre de la figure(IV.4) :

La permutation des valeurs des épaisseurs des deux couches dans le deuxième cas fait apparaître trois bandes interdites photoniques : $B_1 = [0.878 - 1.090] \mu\text{m}$ et $B_2 = [1.540 - 2.710] \mu\text{m}$ avec un pic de réflectivité qui atteint l'unité en valeur normalisée

Quatrième 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)	65 nm
l'épaisseur de la couche(2)	165 nm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[650 - 5000] nm

Tableau IV.4 : Les valeurs des paramètres optogéométriques du réseau de Bragg avec un changement dans l'épaisseur des deux couches (l'épaisseur de la couche(1) \ll l'épaisseur de la couche(2)).

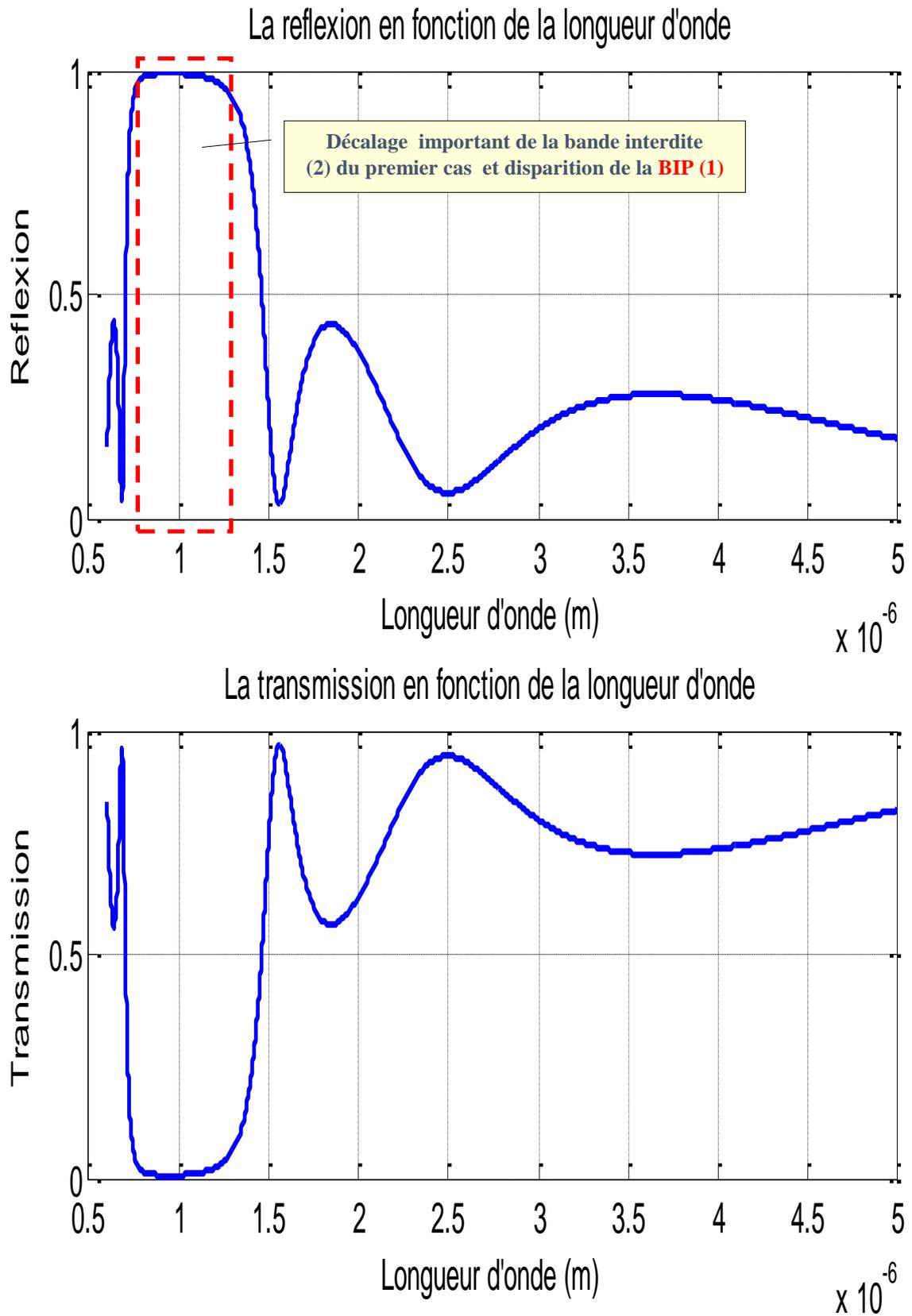


Figure.IV.5 : Simulation des coefficients de réflexion et de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.4).

Commentaires sur le spectre de la figure(IV.5) :

Le fait de prendre la valeur de l'épaisseur de la première couche très inférieure à celle de la deuxième, donne naissance à une seule bande interdite photonique : $B_1 = [0.744 - 1.290] \mu\text{m}$, avec un pic de réflectivité qui atteint l'unité en valeur normalisée.

Cinquième 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)	165 nm
l'épaisseur de la couche(2)	65 nm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[650- 5000] nm

Tableau IV.5 : Les valeurs des paramètres optogéométriques du réseau de Bragg avec un changement dans l'épaisseur des deux couches (l'épaisseur de la couche(1) \gg l'épaisseur de la couche(2))

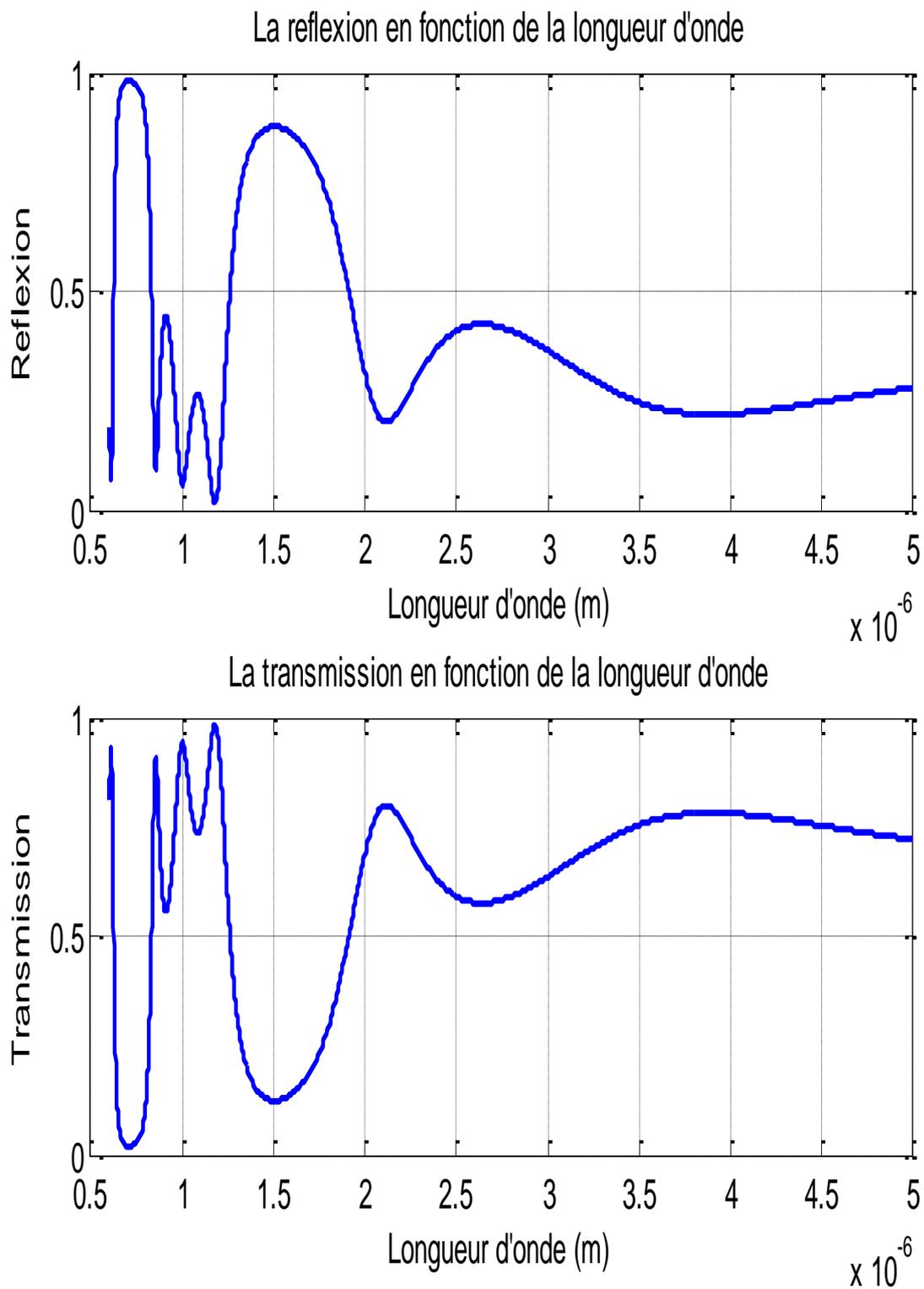


Figure IV.6 : Simulation des coefficients de réflexion et de transmission du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.5).

Commentaires sur le spectre de la figure(IV.6) :

Dans ce dernier cas, nous avons considéré que la valeur de l'épaisseur de la première couche est nettement supérieure à celle de la deuxième et nous avons donc obtenu deux bandes interdites : $B_1 = [0.656 - 0.778] \mu\text{m}$ et $B_2 = [1.357 - 1.668]$ avec un pic de réflectivité qui atteint 98%.

Analyse des commentaires :

La simulation du premier cas, là où les épaisseurs des deux couches étaient égales, nous a permis de fixer la position et la largeur des différentes bandes interdites sur la figure(IV.2).

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» qui se traduit par l'apparition de trois bandes interdites dans la figure (IV.3). 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 » qui se traduit par l'apparition d'une seule bande interdite au lieu de trois, tel qu'il est illustré sur le spectre de la figure (IV.5).

Par contre, si on augmente ou bien on diminue l'épaisseur de la deuxième couche par rapport à celle de la première (figure(IV.4) et figure(IV.6) 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 inconsidérable devant celui de la figure(IV.3) (Redshift) et la figure(IV.5) (blueshift).

➔ **L'impact de la variation de l'angle d'incidence sur le spectre d'un réseau de Bragg :**

Nombre de paires de cellules	16
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	3.6
Indice de réfraction de la couche(2)	3.6
l'épaisseur de la couche(1)	165 nm
l'épaisseur de la couche(2)	165 nm
Angle incident	[6°,36°,72°]
La plage de la longueur d'onde	[650- 5000] nm

Tableau IV.6 : Les valeurs des paramètres opto-géométriques du réseau de Bragg avec un angle d'incidence de 6°, 36° et 72°

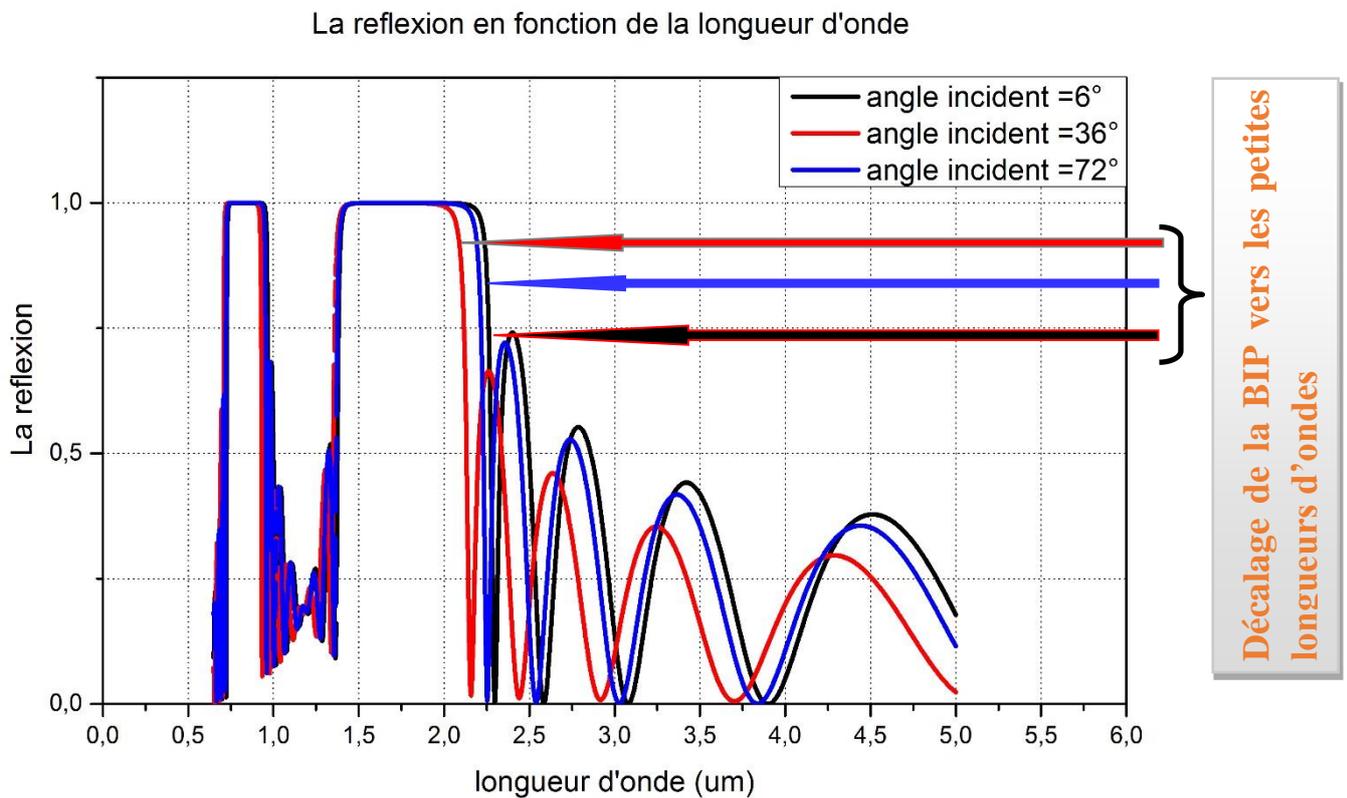


Figure IV.7 : Simulation de coefficient de réflexion du réseau de Bragg selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.6).

Commentaires sur le spectre de la figure IV-7 :

Pour un angle d'incidence de 6° , nous remarquons la présence deux bandes interdites B_1 et B_2 , ayant un maximum de réflectivité égale à 100%, dont la première s'étend de $[0.738 - 0.935] \mu\text{m}$, et la deuxième de $[1.461 - 2.152] \mu\text{m}$. Pour l'angle 36° , nous relevons les BIPs : $[0.704 - 0.916] \mu\text{m}$ et $[1.4 - 2.037] \mu\text{m}$ avec un coefficient de réflexion maximal de 100%. Pour l'angle 72° , nous remarquons les deux BIPs : $[0.6480.896] \mu\text{m}$ et $[1.295 - 2.04] \mu\text{m}$ avec un coefficient de réflexion maximal qui atteint l'unité en valeur normalisée.

Analyse des commentaires :

En choisissant deux couches, dans le réseau de Bragg, ayant des épaisseurs égales et en variant l'angle d'incidence de 6° , 36° et 72° , on remarque un décalage spectral vers les petites longueurs d'onde « blueshift ».

➔ L'impact de la variation du nombre de couches sur le spectre d'un réseau de Bragg:

1^{ère} exemple :

On va faire une étude sur l'effet du le nombre de paires de cellules sur la bande interdite photonique, en variant le nombre de paires de cellules $N=4, 10, 16$, et en considérant les paramètres qui figurent dans le tableau (IV.7).

Nombre de paires de cellules	4, 10, 16
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)	165 nm
l'épaisseur de la couche(2)	165 nm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[200- 1300] nm

Tableau IV.7 : Les valeurs des paramètres optogéométriques d'un empilement de N paires de cellules
($N=4, 10, 16$)

Premier cas : $N=4$

La reflexion en fonction de la longueur d'onde

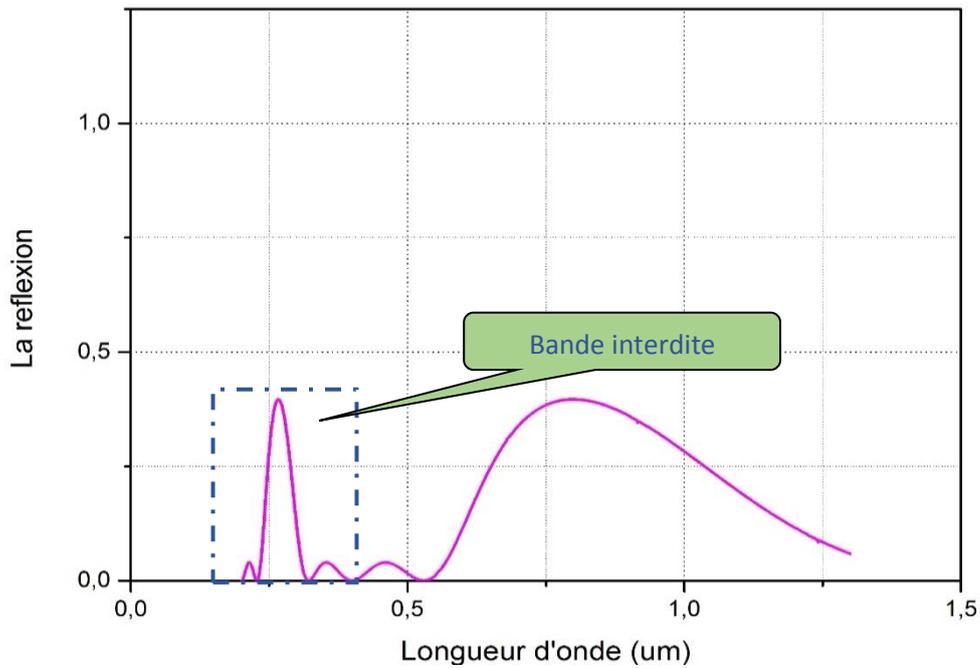


Figure IV-a.8 : Facteur de réflexion et de transmission d'un empilement de $N=4$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.7)

La transmission en fonction de la longueur d'onde

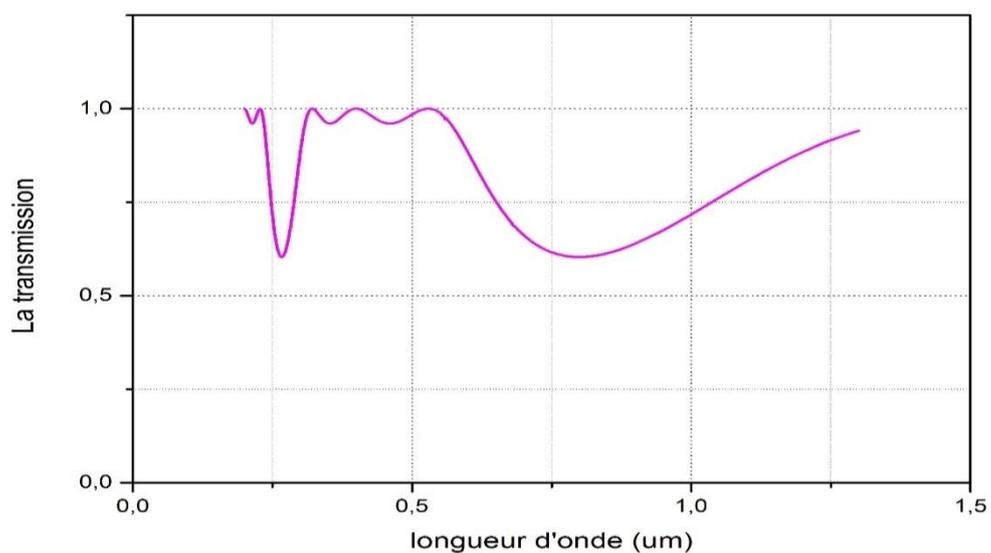


Figure IV-b.8 : Facteur de réflexion et de transmission d'un empilement de $N=4$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.7)

Deuxième cas : $N=10$

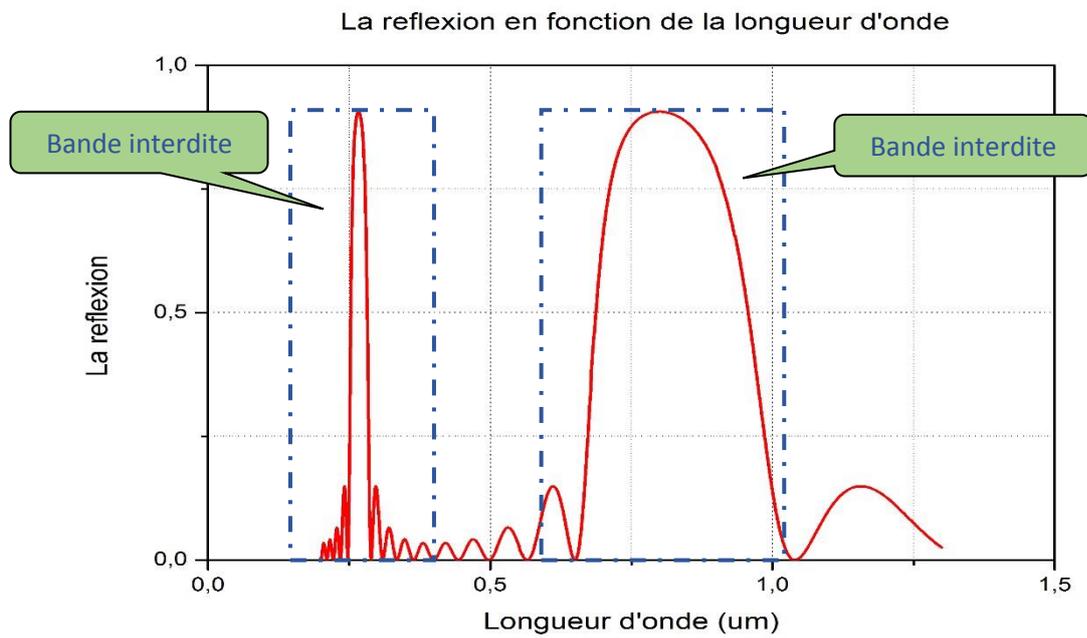


Figure IV-a.9 : Facteur de réflexion d'un empilement de $N=10$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.7)

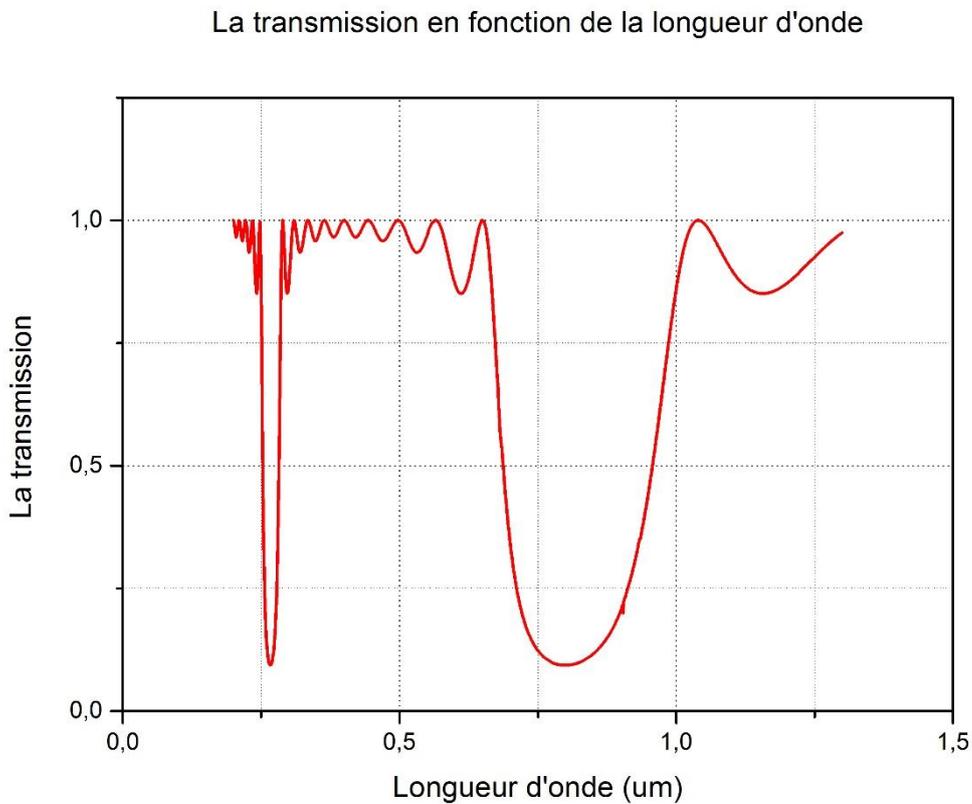


Figure IV-b.9 : Facteur de transmission d'un empilement de $N=11$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.7)

Troisième cas : $N=16$

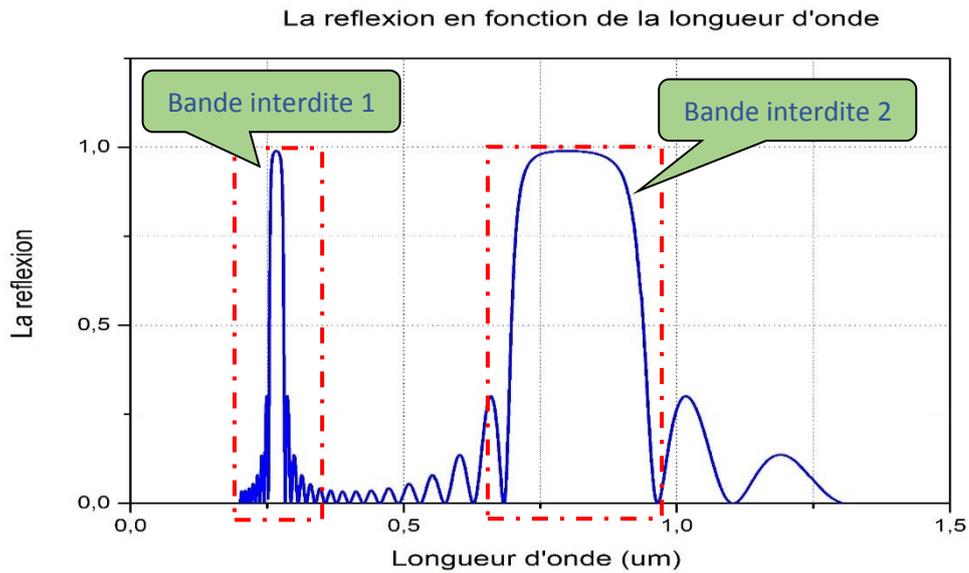


Figure IV-a.10 : Facteur de réflexion d'un empilement de $N=16$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.7)

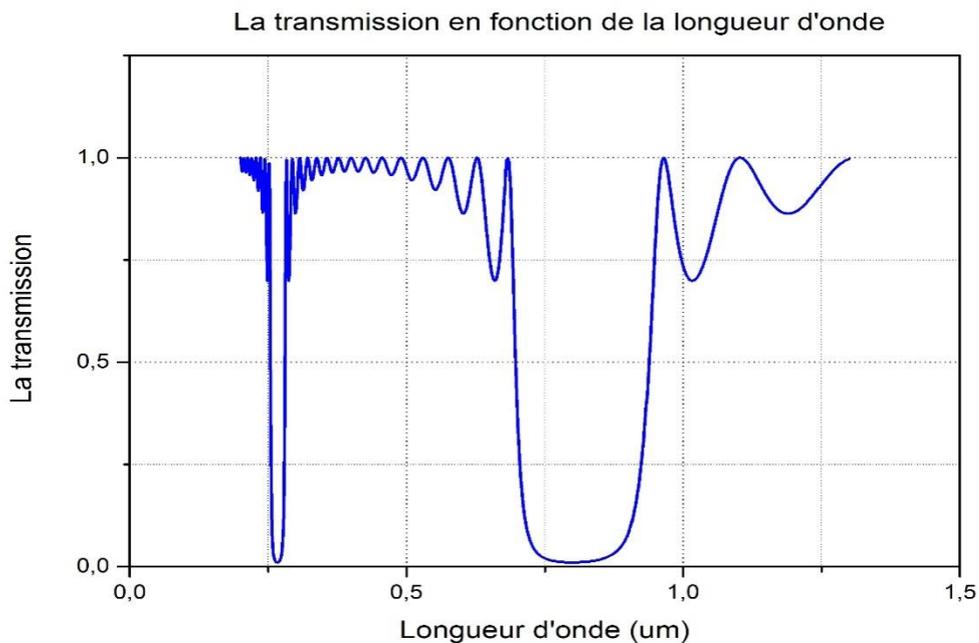


Figure IV-b.10 : Facteur de transmission d'un empilement de $N=16$ paires de cellules selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.7)

Analyse des figures (IV.8, IV.9 et IV.10):

Le tableau (IV.8) est un tableau récapitulatif et comparatif des différents résultats trouvés pour les différentes valeurs du nombre de paires de cellules (**N**) .

Nombre de paires de cellules : N	4	10	16
Facteur de réflexion : R en %	37.6	92.74	99
Bande interdite B2 en (μm)	[0.741- 0.997]	[0.795- 0.913]	[0.79- 0.90]

Tableau IV.8 : Récapitulatif des résultats de simulation du 1^{er} cas :

Commentaires sur les résultats trouvés dans le tableau (IV.8) :

Les figures (IV.8, IV.9, IV.10) représentent les facteurs de réflexion pour un empilement de **4, 10 et 16 périodes** de $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$.

On remarque que plus le nombre de périodes augmente plus le coefficient de réflexion s'approche de la valeur normalisé (100%), avec une diminution de la largeur de la bande interdite photonique donnant naissance à un réseau de Bragg sélectif.

2^{ème} exemple :

: N=4, 10, 20 empilement GaAs/AlAs $\lambda_B=1550\text{nm}$

Maintenant, on va faire une étude sur la bande interdite photonique autour de **1550 nm**, en variant le nombre de paire de couches **N=4, 10, 20**, et en considérant les paramètres qui figurent dans le tableau (IV.9).

Nombre de paires de cellules	4, 10, 20
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	3.5
Indice de réfraction de la couche(2)	3
l'épaisseur de la couche(1)	110.71428 nm
l'épaisseur de la couche(2)	129.16666 nm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[800- 2500] nm

Tableau IV.9 : Les valeurs des paramètres optogéométriques d'un empilement de N paires de couches 1(GaAs)-2(AlAs) avec $\lambda_B=1550\text{nm}$

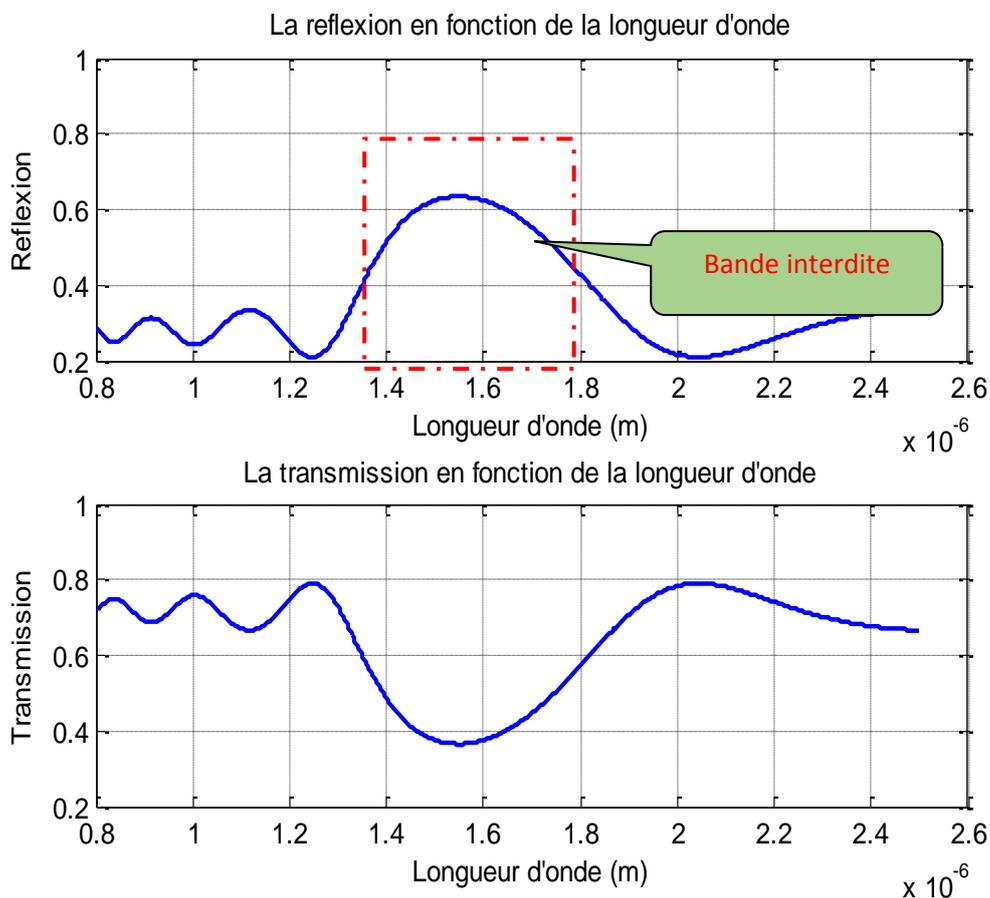


Figure IV.11 : Facteur de réflexion et de transmission d'un empilement de N=4 paires de couches selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.9).

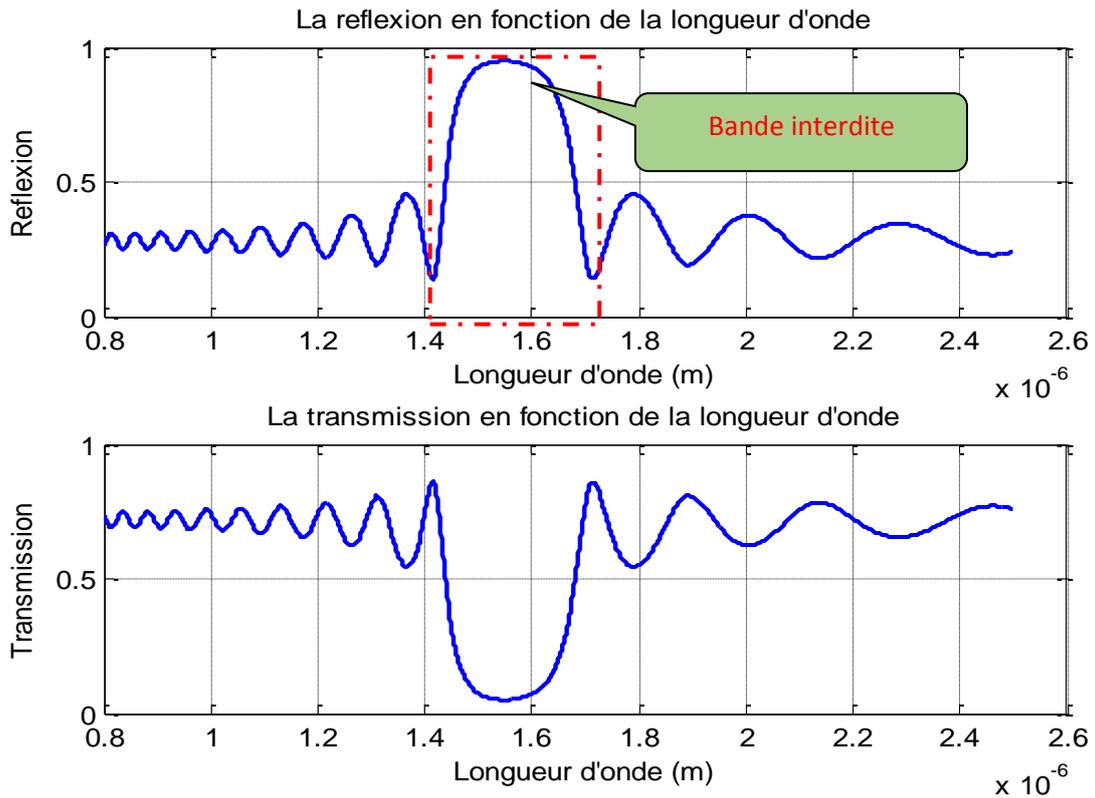


Figure IV.12 : Facteur de réflexion et de transmission d'un empilement de N=10 paires de couches selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.9).

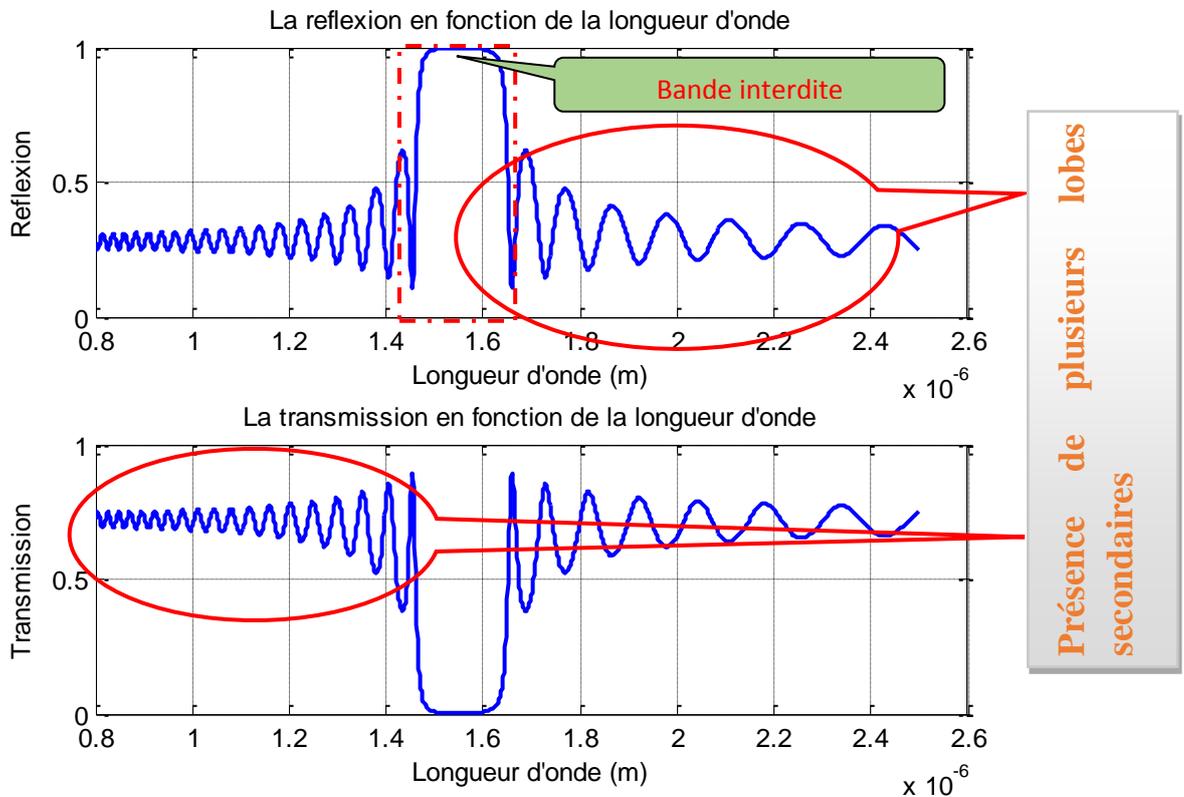


Figure IV.13 : Facteur de réflexion et de transmission d'un empilement de N=20 paires de couches selon les paramètres présentés dans le tableau (IV.9) ;

Analyse des figures (IV.11, IV.12 et IV.13):

Le tableau (IV.10) est un tableau récapitulatif et comparatif des différents résultats trouvés pour les différentes valeurs du nombre de paires de couches (**N**) et pour une longueur d'onde centrale de **1550nm**.

Nombre de paires de couches : N	4	10	20
Facteur de réflexion R en %	51.44	85.15	99.03
Bande interdite en (µm)	[1.4 1.736]	[1.471 1.638]	[1.496 1.608]
Largeur de Bande en (nm)	336	167	112

Tableau IV.10 : Récapitulatif des résultats de simulation du deuxième cas : bande interdite autour de $\lambda_B=1550\text{nm}$

Commentaires sur les résultats trouvés dans le tableau (IV.10) :

Les figures (IV.8, IV.9, IV.10) représentent les facteurs de réflexion pour un empilement de **4, 10 et 20 périodes** de GaAs/AlAs centré sur une longueur d'onde $\lambda_B=1550\text{nm}$.

Il est noté que :

- ✓ La longueur d'onde centrale choisie est $\lambda_B = 1.550\mu\text{m}$ car c'est la longueur d'onde utilisée dans le domaine de la télécommunication.
- ✓ Les épaisseurs des deux couches (1) et (2) sont respectivement égales à : $a_1 = \frac{\lambda_B}{4n_1}$, $a_2 = \frac{\lambda_B}{4n_2}$ pour avoir $\lambda_B = 1.550\mu\text{m}$ comme longueur d'onde centrale de la bande interdite.

Sur les figures (IV.11, IV.12, IV.13) qui représentent un empilement de **4, 10 et 20 périodes** de GaAs/AlAs, on remarque que plus le nombre de périodes augmente plus le coefficient de réflexion s'approche de l'unité, avec une diminution de la largeur de la bande interdite photonique donnant naissance à un réseau de Bragg sélectif centré sur une longueur d'onde $\lambda_B=1550\text{nm}$.

➔ L'impact de la variation d'indice sur le spectre d'un réseau de Bragg:

Premier cas : $N=20$ empilement SiO_2/TiO_2 $\lambda_B=850nm$

Nombre de paires de cellules	20
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	2.3
Indice de réfraction de la couche(2)	1.46
l'épaisseur de la couche(1)	92.3913 nm
l'épaisseur de la couche(2)	145.5479 nm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[650- 5000] nm

Tableau IV.11 : Les valeurs des paramètres optogéométriques d'un empilement de N paires de couches 1(SiO_2)-2(TiO_2) avec $\lambda_B=850nm$

La reflexion en fonction de la longueur d'onde

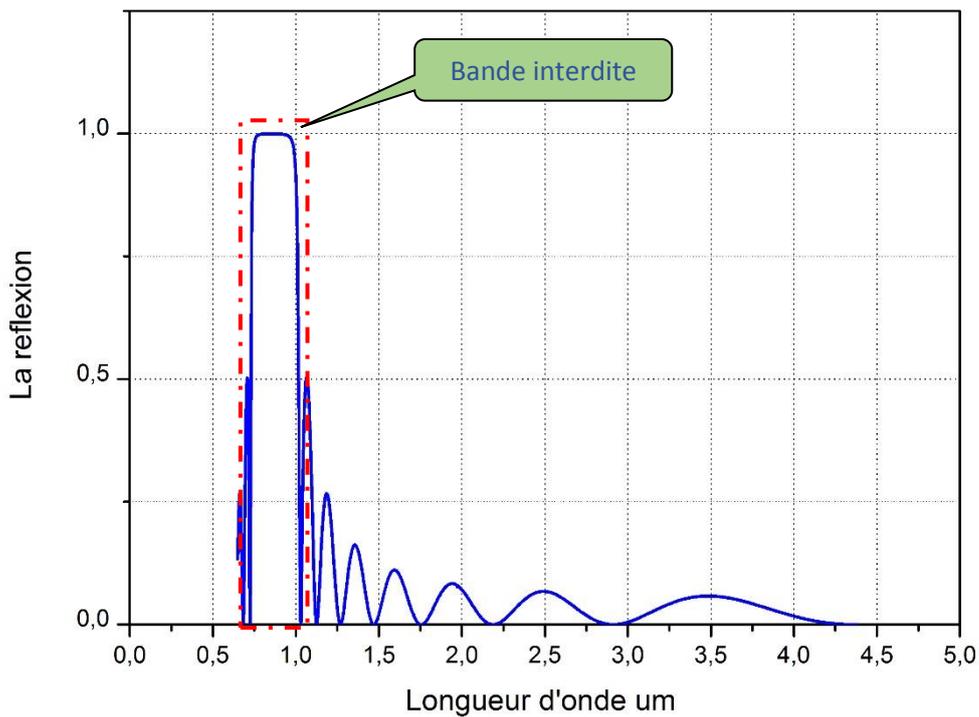


Figure IV.14 : Facteur de réflexion d'un empilement de N = 20 paires de couches 1(SiO_2)-2(TiO_2) avec $n_1=2.3$ et $n_2=1.46$ et $\lambda_B=850nm$

Commentaires sur les résultats trouvés dans le tableau (IV.14) :

On remarque l'apparition d'une seule bande interdite qui atteint la valeur normalisée (100%), qui s'étend de $[0.733- 1.030]\mu\text{m}$

Deuxième cas : $N=20$ empilement Si/ TiO_2 $\lambda_B=1550\text{nm}$

Nombre de paires de cellules	20
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	3.47
Indice de réfraction de la couche(2)	1.46
l'épaisseur de la couche(1)	92.3913 nm
l'épaisseur de la couche(2)	145.5479 nm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[650 : 1 : 5000] nm

Tableau IV.12 : Les valeurs des paramètres optogéométriques d'un empilement de N paires de couches 1(Si)-2(TiO_2) avec $\lambda_B=1550\text{nm}$

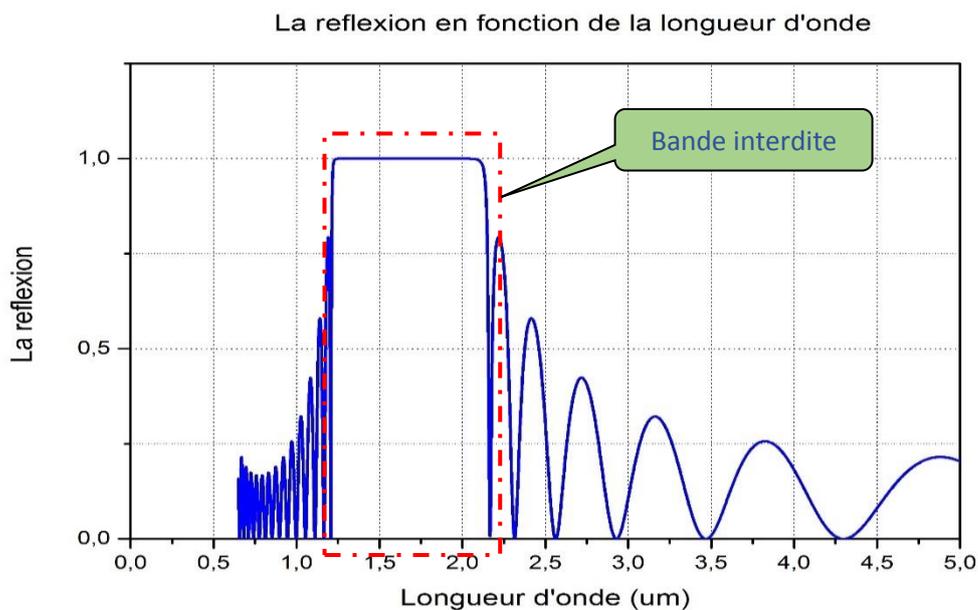


Figure IV.15 : Facteur de réflexion d'un empilement de $N = 20$ paires de couches 1(Si)-2(TiO_2) avec $n_1=3.47$ et $n_2=1.46$ et $\lambda_B=1550\text{nm}$

Commentaires sur les résultats trouvés dans le tableau (IV.12) :

On remarque que la bande interdite se décale, elle atteint la valeur normalisée avec une bande plus large, qui s'entend sur **[1.210 - 2.15] μm**

Troisième cas : $N=20$ empilement $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ $\lambda_B=850\text{nm}$

Nombre de paires de cellules	20
Indice de réfraction incident	1
Indice de réfraction de la couche(1)	1.46
Indice de réfraction de la couche(2)	2.3
l'épaisseur de la couche(1)	92.3913 nm
l'épaisseur de la couche(2)	145.5479 nm
Angle incident	0°
La plage de la longueur d'onde	[650- 5000] nm

Tableau IV.13 : Les valeurs des paramètres optogéométriques d'un empilement de N paires de couches 1(TiO_2) -2(SiO_2) avec $\lambda_B=850\text{nm}$

La réflexion en fonction de la longueur d'onde

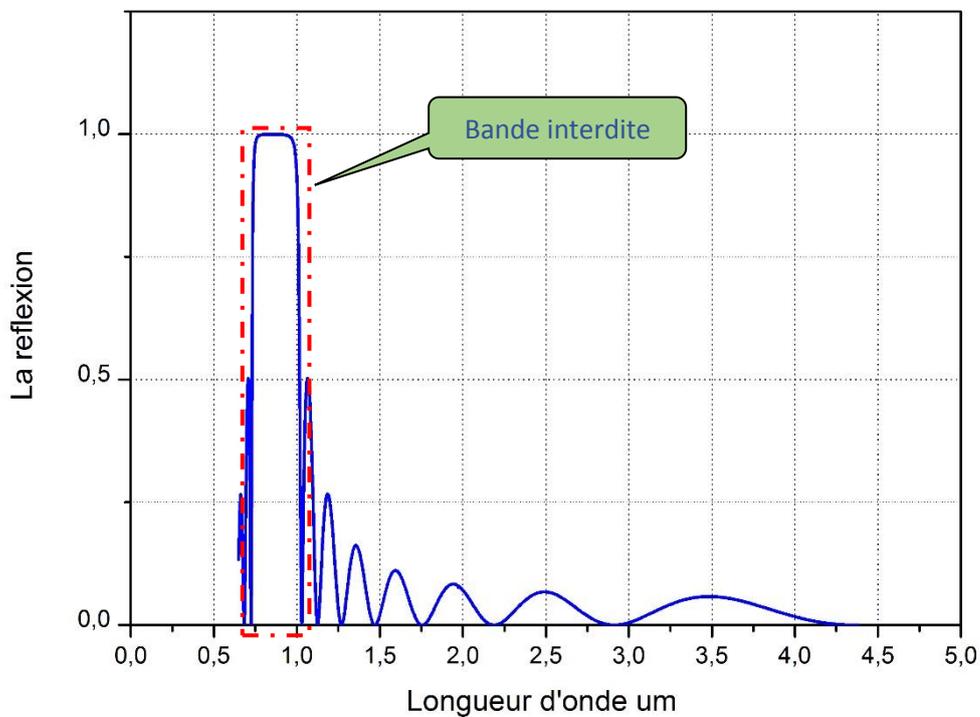


Figure IV.16 : Facteur de réflexion d'un empilement de N = 20 paires de couches 1(TiO_2)-2(SiO_2) avec $n_1=1.46$ et $n_2=2.3$ et $\lambda_B=850\text{nm}$

Commentaires sur les résultats trouvés dans le tableau (IV.13) :

On remarque l'apparition d'une seule bande interdite qui atteint la valeur normalisée (100%), qui s'étend de **[0.733- 1.030]**

Analyse des résultats trouvés dans les tableaux (IV, 11,12,13) :

Les figures (14, 15,16) représente le facteur de réflexion en fonction de la longueur d'onde pour des indices (2.3 / 1.46),(3.47 / 1.46) et (1.46 / 3.47) centré sur une longueur d'onde $\lambda_A=850nm, \lambda_B=1550nm$.

On remarque que pour le cas ou les indices ($n_1=2.3$ $n_2= 1.46$) on atteint la valeur normalisé avec une petite bande interdite et on inversant entre l'indice 1 et l'indice 2 on obtient toujours les même résultats par contre on changeant les indice ($n_1 = 3.47$ $n_2=1.46$) on obtient une bande interdite plus large et décaler.

IV.3 Application de la TMM pour la conception d'un filtre optique à base miroir de Bragg:

IV.3.1 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).

IV.3.2 Les UVB :

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

IV.3.3 Résultats :

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

$$n_a l_a + n_b l_b = 150 \text{ nm} \dots \dots \dots (4-1)$$

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

$$n_a l_a = n_b l_b = 75 \text{ nm} \dots \dots \dots (4-2)$$

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 (MgF_2), respectivement.

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

À partir de l'équation (4-2), nous avons calculé les épaisseurs des couches qui sont approximativement comme suit :

$$l_a = 42 \text{ nm} \quad \text{Et} \quad l_b = 53 \text{ nm}$$

Et le nombre des périodes est 10 cela signifie que nous avons totalement 20 couches composé de 10 Au et 10 couches de MgF_2 l'épaisseur totale de m est 1,9 μm .

La transmission et spectre de réflexion de notre filtre est montré en Figure IV.17a-b.

Comme on peut le voir d'après la Figure IV.17a, la bande interdite est dans notre gamme désirée et tous les rayons UVB seront reflétés d'elle.

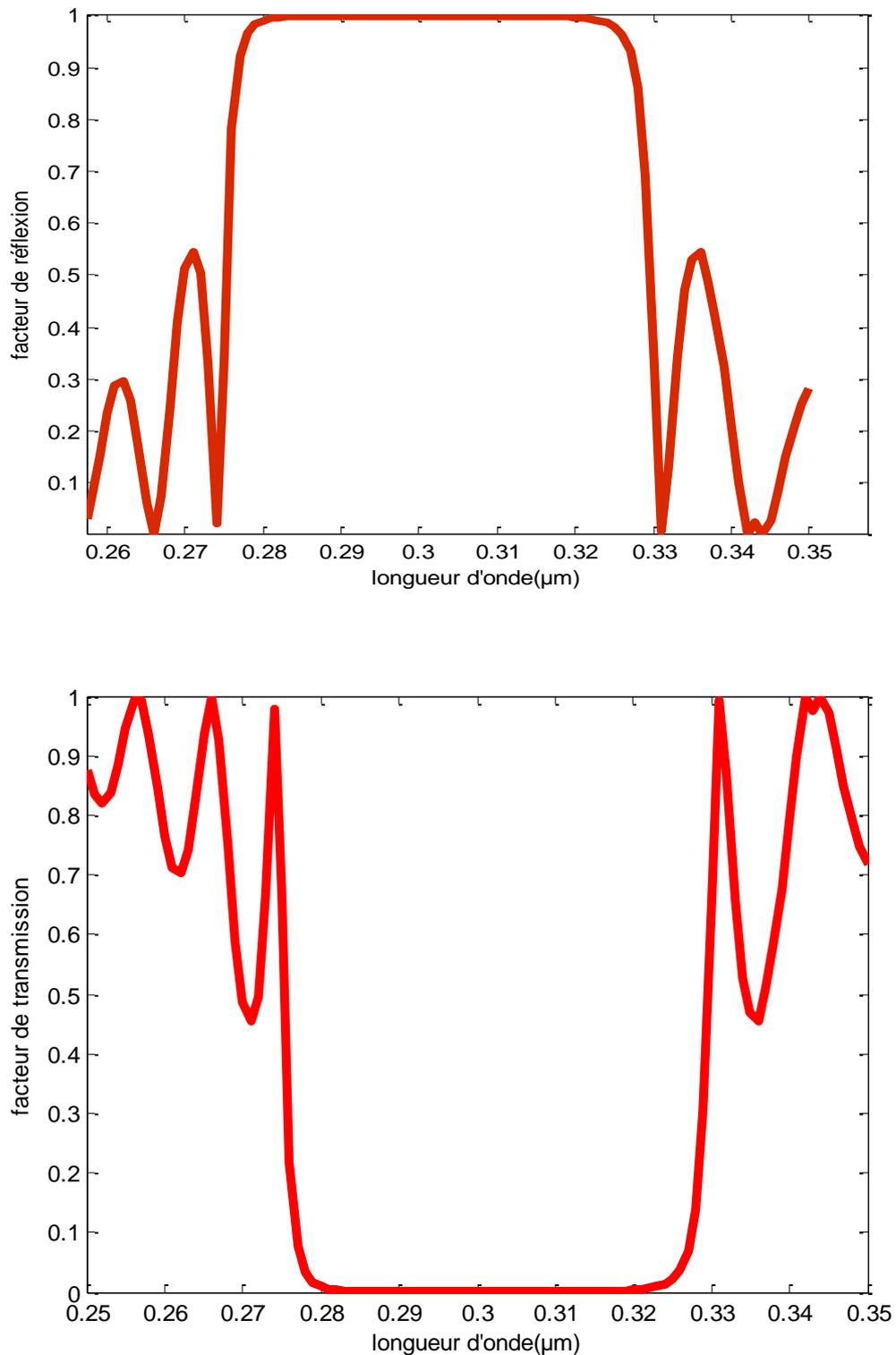


Figure IV.17: (a) réflexion et (b) transmission du spectre du filtre proposé.

Comme illustré dans la figure IV.17a 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.

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

Le travail de ce présent mémoire s'est focalisé sur 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.

La variation de l'épaisseur influe sur la position et la largeur des gaps photoniques.

En effet, l'augmentation de ce paramètre crée un élargissement de la BIP et un décalage vers les hautes longueurs d'ondes (Redshift), par contre la diminution de l'épaisseur crée un rétrécissement de la BIP et un décalage vers les basses longueurs d'onde (Blueshift), l'augmentation de l'écart d'indice de réfraction entraîne une augmentation de la BIP et du coefficient de réflexion.

Conclusion générale

Ensuite, on a soulevé l'impact de l'angle d'incidence. En effet, l'injection de l'onde avec un angle d'incidence élevé produit un rétrécissement de cette dernière avec un décalage blueshift de la BIP.

Pour terminer, on a fait l'application de la TMM pour la conception d'un filtre optique à base miroir de Bragg, la structure proposée est utile pour le filtrage des rayons UVB comprises entre 280 nm et 320 nm.

Bibliographies

- [1] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, N. J. Winn, Photonic Crystals- Molding the flow of light, Princeton University Press, 1995.
- [2] K. Sakoda, "Optical Properties of Photonic Crystals", vol. 80 of Springer series in optical sciences, Springer, Berlin Heidelberg New York, 2001.
- [3] Y. Desiers, "Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons", thèse de doctorat de l'université de Lyon, 2001.
- [4] R. Zengerle, "Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides", Journal of Modern Optics, vol. 34, n. 12, pp. 1589- 1617, 1987.
- [5] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", Phys. Rev. Lett., vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [6] C. SAUVAN, « Etude de la propagation et du confinement de la lumière dans de nanostructures », Thèse de doctorat en sciences, Université de Paris XI Orsay, 13 octobre 2005 .
- [7] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices", Phys. Rev. Lett., vol. 58, pp. 2486-2489, 1987.
- [8] http://fr.wikipedia.org/wiki/cristal_photonique .
- [9] 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.
- [10] Y. Benachour, "Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire", Thèse de Doctorat n.8997, Université de Paris Sud XI, Orsay, 2008.
- [11] K.Busch, "Photonic band structure theory: assessment and perspectives", C. R. Physique 3, p.53-66, 2002.
- [12] M. SZACHOWICZ, «Réalisation et études spectroscopiques de guides d'ondes monocristallins de Y3AL5O12 et YALO3 dopés terres rares pour la conversion de fréquence», thèse de doctorat, Université Claude BERNARD – Lyon I, Année 2006.
- [13] G.C. Righini, A. Verciani, S. Pelli, M. Guglielmi, A. Martucci, J. Fick, G. Vitrant, Pure Appl. Opt. 5, 655, 1996
- [14] C.J. Brinker, G.W. Scherer, Sol–Gel Science: The Physics and Chemistry of Sol–Gel Processing, Academic Press, New York, 1990.

Bibliographies

- [15] F.F.Y. Wang “introduction to solid state electronics ” North- Holland Publishing Company- amesterdam-NewYork- Oxford, 1980 .
- [16] H. Jones “ The theory oh Brillouin zones and electronic states in crystals”North- Holland Publishing Company- Amesterdam Oxford- American Elsevier Publishing company, NewYork 1975.
- [17] D. GERARD, “Etude en champs proche et en champs lointain de composant périodiquement nanostructures: cristaux photoniques et tamis à photons”, Thèse de doctorat en sciences, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.
- [18] B. Wild, “Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité”, Thèse de Doctorat n. 3573, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [19] J. D. Joannopoulos, S.G. Johnson, N. J. Winn, R. D. Meade, Photonic Crystals- Molding the flow of light, Princeton University Press, 2008.
- [20] E. Yablonovitch, T.J Gmitter, and K.M Leung. Physical Review Letters. 67(17) ,2295 2298, 1991.
- [21] D. Bernier, “Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde”, Thèse de Doctorat n. 8997, Université Paris Sud XI, Orsay, 2008.
- [22] S. M. Sze, “Semiconductor Devices physics and technology” 2nd Edition, john wiley & Sons, Inc, USA 2001.
- [23] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gérard, D. Maystre, et A. Tchelnokov, Les cristaux photoniques ou « la lumière en cage ». GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [24] A.A. Maradudin, A.R. McGurn Journal of modern Optics, vol.41, pp.275, 1994.
- [25] M. Born, E. Wolf Principles of optics. Oxford: Pergamon Press, 1980.
- [26] D. Neel, “Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI”, Thèse de Doctorat N.06 ISAL0090, Institut National des Sciences appliquées de Lyon, 2006.
- [27] Jean-Michel LOURTIOZ, Cristaux photoniques et « gap » de photons –Aspects fondamentaux » Technique de l’Ingénieur, AF 3 710, 07/2004
- [28] Knight J. C., Birks T. A., Cregan R. F., Russell P. S. J. et de Sandro J.-P. Large mode area photonic crystal fiber. Electronics Letters, vol. 34, pp. 1347–1348, June 1998
- [29] Champert P. A., Couderc V. et Barth élémy A. Multi-watt, Continuous wave, continuum generation in dispersion shifted fiber by use of high power fiber source. NonLinear Guided Waves and Their Applications. mar 2004

Bibliographies

- [30] Woillez J. Les Noyaux Actifs de Galaxies en interférométrie optique à tres longue base. Projet 'OHANA. Thèse de Doctorat : Université de Paris XI Orsay, 2003.
- [31] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, and T. J. Shepherd, "Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures," *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 1941-1943, 1995
- [32] J. Broeng, S. E. Barkou, T. Sondergaard, and A. Bjarklev, "Analysis of air-guiding photonic bandgap fibers", *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 96-98, 2000
- [33] Rim CHERIF- Étude des Effets Non-Linéaires dans les Fibres à Cristaux Photoniques, 2009.
- [34] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan
Science, 289, 604-606 (2000)
- [35] R.D. Meade, A. Deveny, J.D. Joannopolous, O.L. Alerhand, D.A. Smith, K. Kash
Journal Appl. Phys., vol. 75, pp.4753 (1994)
- [36] I.RIANT, «Fiber Bragg grating for optical telecommunication», *C.R.Physique* , 2003, 41-49
- [37] M.koshiha, K.Mayata, and M.Suwuki
"Improved finite element formation in terms of magnetic field vector for dielectric waveguide"*IEEE Trans, Microwave Theory Tech*, Vol 33,p227-233,(1985).
- [38]K.S.Chiang
"Review of numerical and approximale methods for the modal analysis of general optical dielectric waveguide",*Opt.Quant Electron*, Vol 29,P113-134.(1994).
- [39] E.A.J.Marcatili
"Slab-coupled waveguide" *Bell.Syst.Tech.J*.Vol 53, P 645-674(1974).
- [40] J.W Pan, J-L Shieh,J.HGau,and J.L Chyi
"study of the optical propriets of $\text{In}_{0.52}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.48}\text{As}$ by variable angle spectroscopidellipsometry",*ApplPhysVol* 78,No 1,P442-445 (1995).
- [41]A.Gedeon
"Comparaison between rigorous theory and WKB analyse of mode in graded index waveguide",*Opt.Comm*,Vol 12, P329-332.(1974).
- [42] C.H.Henry and B.H.Vebeek
"Solution of The Vector Wave Equation for General Dielectric waveguide by The Galerkinmethod"*IEEEJ.Quant.Electrictron*,Vol 28, No 2,P308-313 (1989).
- [43] R.L.Gallawa, I.G.Goyal, Y.TU, and AKGhatak
"An approximate solution usignGalerkin's method with Hermite-Gauss basis functions"
IEEE,JquantElec, Vol 27, P518-522(1991).

Bibliographies

[44]B.M.A.Rahman ;and J.B.Davies

"Penalty , function improvement of waveguide solution by finite elements" IEEE trans microwave Theory Tech, Vol 32, No 8, P922-928(1984).

[45]M.Feham

"Analyse rigoureuse par la méthode des éléments finis des structures résonnantes passives micro-onde, Application au filtre millimétrique à résonateur diélectrique";thèse doctorat(Tlemcen).(1994)

[46]K.Bierwirth,N.Schulz,andF.Arndt

"finite difference analysis of rectangular dielectric waveguide structures",IEEETrans,Microwave theory Tech, Vol 34, P1104-1114,(1986)

[47]D.R.Heatly, G.Vitran and A.Kevorkian

"Simple finite-difference algorithm for calculating waveguide modes"Opt.Quant.Electron,Vol126, No 3,P 151-163.(1994)

[48]K.S.Chiang

"Analysis of The Effective-Index Method for The Vector Modes of Rectangular-Core Dielectric Waveguides",IEEE Trans On Microwave Theory and Tech, Vol 44, No 5,P 692-700.(1996)

[49]E.A.J.Marcatili

"Slab-coupled waveguides",Bellsyst, Tech.J,Vol24,No 5,P766-774,(1974)

[50]Z.KNIT

Optics of Thin films,A Willey-Interscience publication. (1976)

[51] J.D.Rancourt

"Optical of thin films",McGraw Inc.(1987).

[52] P.Deneve

"propagation d'onde",edition ellipses P78-82(1986).

Notations

Abréviations

(BIP)	Bandes Interdites Photoniques
(TE)	Transverse Electrique
(TM)	Transverse Magnétique
(CMOS)	Complementary metal oxide semi-conductor
(InP)	Phosphore d'indium
(GaAs)	Arséniure de gallium
(GaN)	Nitride de gallium
(PCF)	Photonic Crystal Fiber
(WDM)	Wavelength Division Multiplexing
(CP)	Cristaux Photonique
(DOS)	Density Of States
(FDTD)	Finite Difference Time Domain
(BPM)	Beam Propagation Method
(TMM)	Method Matric Transfert
(PWE)	Plane wave Expansion
(BIP)	bande interdite photonique
(UV)	Ultra-violet

Symboles grecs

ρ	Densité de charge Electrique.
β	Constante de propagation.
δ	Chemin optique.
ε	Permittivité (Faraday/m).
ε_r	Permittivité diélectrique relative.
μ	Perméabilité magnétique (Henry/m).
μ_r	Perméabilité magnétique relative.
ω	Pulsation (rad/s).
λ	Longueur d'onde.
λ_B	Longueur d'onde de Bragg.
φ	Angle d'incidence.
Ψ	Fonction d'onde.
Λ	Période de modulation.
Δ	Le désaccord de phase.
δ	Contraste d'indice

Variables

a	Paramètre du réseau.
\vec{B}	Densité du flux Magnétique (Tesla).
C	Coefficient de couplage
\vec{D}	Densité du Déplacement Electrique (C/m ²).
\vec{E}	Champ Electrique (V/m).
f	Facteur de remplissage
\vec{H}	Champ Magnétique (A/m).
\vec{J}	Densité du Courant (A/m ²).
k	Vecteur d'onde.
L	Longueur du réseau de Bragg
m	Masse de l'électron
n_{eff}	Indice effectif
n	indice de réfraction
\vec{R}	Vecteur du réseau direct
r	Dépendance spatiale
t	Dépendance temporelle
U	Energie de l'électron
V	Potentiel

Les principales constantes

Célérité dans le vide	$c = 3.10^8$ m/s
Permittivité diélectrique dans le vide	$\epsilon_0 = 8,8541.10^{-12}$ F/m.
Perméabilité magnétique dans le vide	$\mu_0 = 4\pi.10^{-7}$ H/m.
Constante de Planck	$h = 6.62 * 10^{-34}$ J.s
