

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

Université Mohamed Boudiaf - M'sila
Faculté de Technologie Département
d'Électronique



Présentée en vue de l'obtention du diplôme de
Master Académique

Présentée par :

CHEBLI Chahinez

LAMICH Amira

THÈME

**Caractérisation de cristal liquide à base de
cristaux photonique 1D**

Devant le jury :

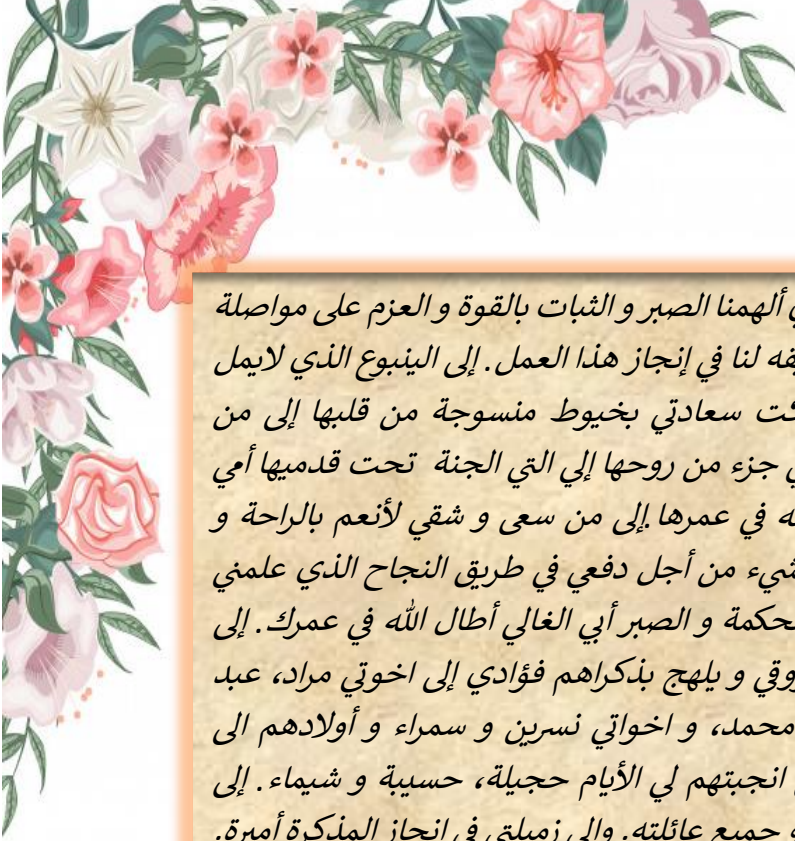
Année universitaire : 2019 /2020

REMERCIEMENTS


Nous remercions ALLAH, le tout puissant sans sa volonté rien n'est possible.

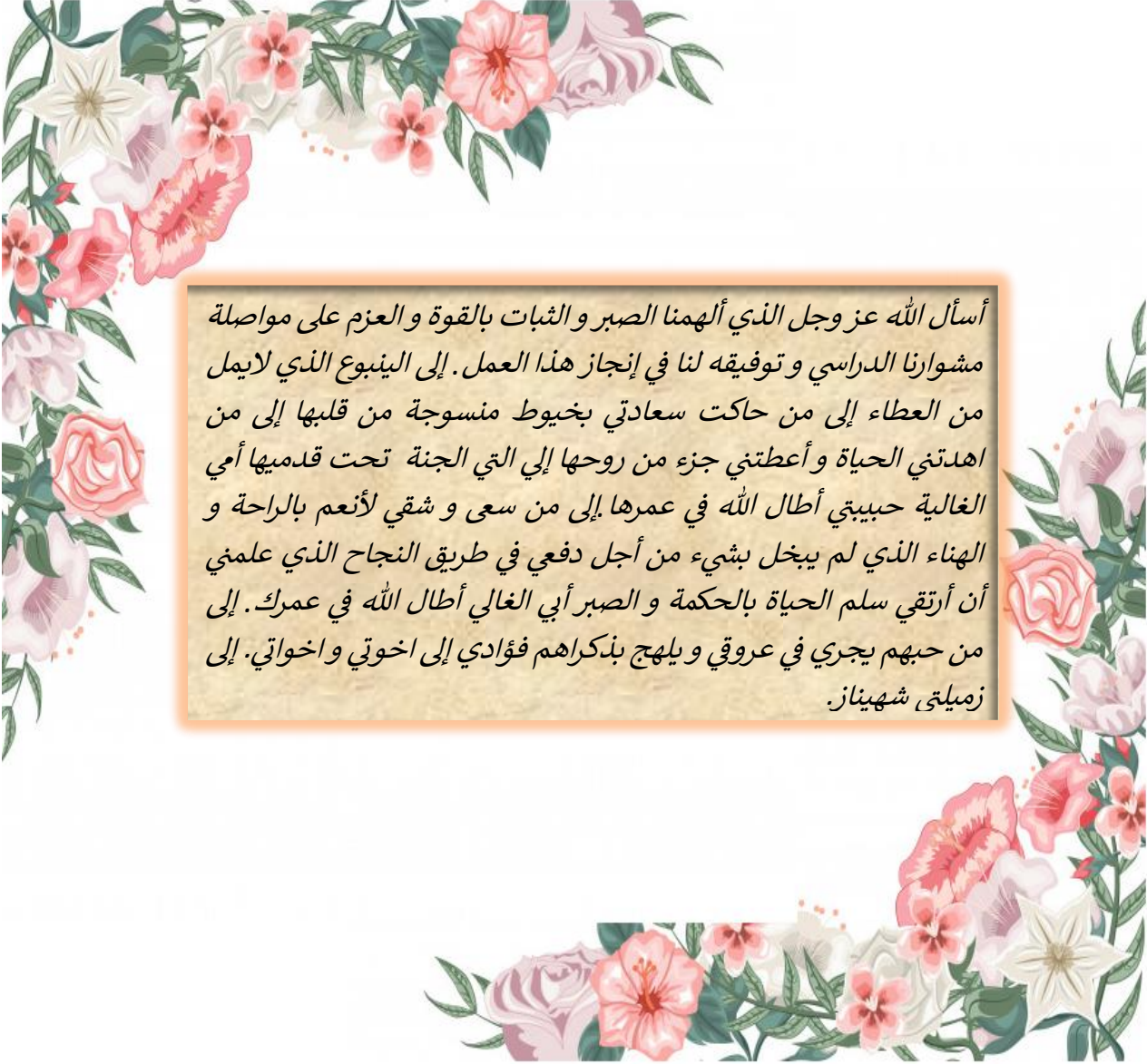
En premier lieu, nous exprimons nos sincères remerciements notre profonde notre profonde gratitude à notre encadreur BOURAS Mounir pour son dévouement, son aide et la pertinence de ses conseils sans lesquels ce travail de mémoire n'aurait pu prendre forme et aboutir.

Mes remerciements iront également aux membres du jury pour avoir accepté d'évaluer ce modeste travail. A tous ceux qui nous ont aidés de près ou de loin, par un geste, une parole ou un conseil Je dis : merci.



أسأل الله عز وجل الذي ألهمنا الصبر والثبات بالقوة والعزم على مواصلة مشوارنا الدراسي و توفيقه لنا في إنجاز هذا العمل. إلى الينبوع الذي لا يمل من العطاء إلى من حاكت سعادتي بخيوط منسوجة من قلبها إلى من اهدتني الحياة وأعطتني جزء من روحها إلي التي الجنة تحت قدميها أُمي الغالية حبيبتي أطال الله في عمرها إلى من سعى و شقي لأنعم بالراحة و الهناء الذي لم يبخل بشيء من أجل دفعي في طريق النجاح الذي علمني أن أرتقي سلم الحياة بالحكمة و الصبر أبي الغالي أطال الله في عمرك. إلى من حبهم يجري في عروقي و يلهج بذكراهم فؤادي إلى اخوتي مراد، عبد الغاني، نبيل، صالح و محمد، و اخواتي نسرين و سمراء و أولادهم إلى صديقاتي و اخواتي التي انجبتهم لي الأيام حبيبة، حسبية و شيماء. إلى خطيبي و سندي أمين و جميع عائلته. وإلى زميلتي في إنجاز المذكرة أميرة. إلى كل من قدم لي يد العون في إنجاز هذه المذكرة.





أسأل الله عز وجل الذي ألهمنا الصبر والثبات بالقوة والعزم على مواصلة مشوارنا الدراسي وتوفيقه لنا في إنجاز هذا العمل. إلى الينبوع الذي لا يمل من العطاء إلى من حاكت سعادتي بخيوط منسوجة من قلبها إلى من اهدتني الحياة وأعطتني جزء من روحها إلي التي الجنة تحت قدميها أُمي الغالية حبيبي أطال الله في عمرها إلى من سعى و شقي لأنعم بالراحة و الهناء الذي لم يبخل بشيء من أجل دفعي في طريق النجاح الذي علمني أن أرتقي سلم الحياة بالحكمة و الصبر أبي الغالي أطال الله في عمرك. إلى من حبهم يجري في عروقي ويلهج بذكراهم فؤادي إلى اخوتي و اخواتي. إلى زميلتي شهيناز.

Résumé

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie Périodiquement dans une ou plusieurs directions dans l'espace. C'est un environnement cyclique Une propagation d'onde électromagnétique produit un effet similaire à celui-ci De potentiel cyclique sur les électrons dans les cristaux. Gammes d'énergie Bloqué par le champ électromagnétique apparaissent, ce qui empêche la propagation La lumière est dans certaines directions et à certaines énergies.

Dans cette étude nous utilisons le programme de simulation Rsoft CAD et de la connaissance de quelque caractéristique qui a une influence sur la constitution de la structure a cristaux photonique 1D de défaut de cristal liquide nématique (NLC). Dans la première partie de ce travail, nous avons démontré la présence de bande interdite photonique dans les cristaux photoniques 1D, composé de SiO₂ et TiO₂. Dans la deuxième partie, nous avons étudié les effets des paramètres géométriques (l'épaisseur de défaut) et l'angle d'rotation de NLC sur les variations de la cavité.

Mots clés : Les cristaux photoniques, Rsoft CAD, (PWE), (SiO₂/TiO₂)_n, NLC

Abstract

Photonic crystals are structures whose dielectric index varies periodically in one or more directions in space. It is a cyclic environment an electromagnetic wave propagation produces an effect similar to this cyclic potential on electrons in crystals. Ranges of energy blocked by the electromagnetic field appear, preventing the propagation Light is in certain directions and at certain energies.

In this study we used the Rsoft CAD simulation program and the knowledge of some characteristic which influences the constitution of the 1D photonic crystal structure of nematic liquid crystal defect (NLC). In the first part of this work, we demonstrated the presence of photonic bandgap in 1D photonic crystals, composed of SiO₂ and TiO₂. In the second part, we studied the effects of geometric parameters (defect thickness) and the NLC rotation angle on cavity variations.

Key words: Photonic crystals, Rsoft CAD, (PWE), (SiO₂ / TiO₂), NLC

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale.....2

Chapitre I: Généralités sur les plasmoniques

I.1. INTRODUCTION	1
I.2. BREF HISTORIQUE.....	1
I.3. DEFINITION.....	2
I.4. CARACTÉRISTIQUES DES CRISTAUX PHOTONIQUES	3
I.5. CLASSES DE CRISTAUX PHOTONIQUES	3
I.5.1. CRISTAUX PHOTONIQUES UNIDIMENSIONNELS	3
I.5.1.1. CRISTAUX PHOTONIQUES FINI.....	7
I.5.1.2. PROPAGATION DANS UN CRISTAL PHOTONIQUE 1D	8
I.5.1.3. OUVERTURE D'UNE BANDE INTERDITE :	10
I.5.1.4. LES DÉFAUTS :	11
I.5.2. CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS	16
I.5.3. CRISTAUX PHOTONIQUES TRIIDIMENSIONNELS	16
I.6. CONCLUSION.....	17

Chapitre II: Les Cavités à cristaux photoniques

II.1. Introduction :	18
II.2. Cavités à cristaux photoniques :	19
II.2.1. Rappels d'électromagnétisme sur le facteur de qualité d'une cavité :.....	19
II.2.2. Equations de Maxwell dans un milieu matériel :	19
II.2.3. Définition d'un mode propre.....	20
II.3. Les différents types de cavités :.....	21
II.3.1. Cavité Hexagonale :.....	21
II.3.2. Cavité Carrée :	22
II.3.3. Cavité Triangulaire :.....	23
II.4. Filtres sélectifs à base de cavités à cristaux photoniques :	24
II.4.1. Filtres de type Add-Drop :.....	25
II.4.2. Filtres de type Fabry-Perot	26
II.5. Résonateurs et guides à CP couplés	28
II.6. Conclusion.....	29

Chapitre III : Les Cristaux liquides

III.1. Introduction	31
III.2. Rappel sur des cristaux liquides	31
III.2.1. Cristaux liquides thermotropes et lyotropes	31
III.2.2. Les propriétés optiques des cristaux liquides	32
III.2.3. Propriétés électroniques des cristaux liquides	34
III.2.4. Choix du cristal liquide	34
III.3. CONCLUSION :	36

Chapitre IV : Résultats et Interprétations

IV.1. Introduction	37
IV.1. Présentation du logiciel Rsoft CAD	37
IV.1.1. Le simulateur « DiffractMOD » :	37
IV.2. Conception de la structure	38
IV.2.1. SiO ₂ /TiO ₂ (1DPC)	38
IV.2.2. Couche de défaut GaN dans SiO ₂ /TiO ₂ 1DPC	39
IV.2.3. Application de la couche défectueuse 1DPC	43
IV.2.3.1. Nématique Liquide Crystal (NLC) dans SiO ₂ /TiO ₂ 1DPC	43
IV.3. Conclusion	51
Conclusion générale	51
BIBLIOGRAPHIE	51

TABLE DES FIGURES

Chapitre I: Généralités sur les plasmoniques

Figure.I.1	Interférences de différents faisceaux dans un miroir de Bragg à 2 et 3 couches.....	04
Figure.I.2	Analogies du diagramme de bande électronique et du diagramme de dispersion d'un cristal photonique.....	05
Figure. I.3	Création du schéma de zone réduite.....	05
Figure.I.4	Influence de la différence de permittivité dans le gap.....	06
Figure.I.5	Résolution de l'équation transcendante.....	06
Figure.I.6	Champ électrique et énergie locale du CPh 1D.....	07
Figure.I.7	(a) Relation de dispersion d'un cristal photonique unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence normale : une bande d'énergie interdite apparaît en bord de zone Brillouin. (b) Incidence oblique.....	11
Figure. I.8	Courbe de transmission (module et phase) du CPh précédent.....	11
Figure. I.9	Variation de la permittivité de la couche diélectrique du CPh 1D.....	12
Figure. I.10	Transmission du Fabry-Pérot et visualisation du champ électrique à $af/c = 0.292685$...12	
Figure. I.11	Fréquences du défaut.....	13
Figure. I.12	Diagramme de bande d'un CPh 1D moins une couche diélectrique.....	13
Figure. I.13	Etude d'un CPh ayant une couche diélectrique supplémentaire et visualisation du champ électrique au niveau du défaut	14
Figure.I.14	Etude d'un CPh dont une couche d'air est remplacée par une couche diélectrique....	15
Figure.I.15	CPh 1D fini, état de surface.....	15
Figure. I.16	Exemple de Bips 2D, réseaux de tiges dans l'air et de trous d'air dans un matériau....	16
Figure.I.17	La première structure BIP 3D : la yablonovite.....	17

Chapitre II: Les Cavités à cristaux photoniques

Figure II.1	Exemples de cartes d'amplitude du champ magnétique de deux modes TE d'une cavité « H2 », issues d'une simulation 2D : (a) Mode de type radial ; (b) Mode de type « galerie ». Ici, le cristal a un facteur de remplissage $f=40\%$ et une constante diélectrique de 10.5. Les deux modes sont situés dans la bande interdite avec des fréquences réduites proches du $\mu = \frac{\alpha}{\lambda} = 0.3$	21
Figure II.2	Signatures spectrales de cavités hexagonales obtenues par photoluminescence.....	22
Figure II.3	Spectre de transmission mesuré en polarisation TM d'une cavité carréeS1.....	23

Figure II.4	(a) Exemple de cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille 600nm. (b) Spectre de photoluminescence d'une cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air (Paramètre de maille $a = 600\text{nm}$, rayon $r = 200\text{nm}$) plongé dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 8.12$).....	23
Figure II.5	Spectre de photoluminescence en détail d'une cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air (Paramètre de maille $a = 600\text{nm}$, rayon $r = 200\text{nm}$) plongé dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 8.12$).....	24
Figure II.6	(a) Exemple de cavité rectangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille 560nm ; (b) Spectre de photoluminescence d'une cavité rectangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air ($a = 560\text{nm}$, facteur de remplissage 0.35) plongé dans une matrice diélectrique d'InP.....	24
Figure II.7	Filtre Add-Drop : le signal d'entrée, en bas et à droite, est composé d'un grand nombre de signaux à des longueurs d'onde différentes λ_i . le filtre, réalisé dans un cristal bidimensionnel de symétrie hexagonale, permet d'extraire l'un des signaux (ici, celui à la longueur d'onde λ_1) en l'aiguillant dans une autre direction.....	26
Figure II.8	Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Perot intégrée à un guide.....	27
Figure II.9	Transmission 2D FDTD des filtres L1-2 et L2-2. Le facteur de remplissage en air du cristal photonique est de 0.5 et l'indice le plus fort est de 2.7 (indice effectif de la membrane d'InP vers $a/\lambda = 0.4$). Les flèches verticales sur les tracés (b) et (d) indiquent respectivement la fréquence des cartes de champ tracée en (a) et (c).....	28
Figure II.10	(a) Cavité adaptée au couplage au guide W3 et insérée dans ce guide ; (b) Son spectre de transmission ; (c) Exemple de guide à cavités couplées (dit « CROW » formée de neuf cavités H2) ; (d) Exemple de transmission en fonction de la fréquence réduite $u = a / \lambda$; (e) Défauts constitués formés d'un trou élargi et couplés à un guide W1; (f) Spectre recueilli à la verticale du défaut ; (g) Cavité rectangulaire couplées à un guide W1.....	29

Chapitre III : Les Cristaux liquides

Figure III .1	La phase cristalline, n' nématique et liquide d'un cristal liquide n' nématique [The crystal, nematic, and liquid phase of a nematic liquid crystal.....	32
Figure III.2	Exemple d'une molécule typique d'un cristal liquide thermotrope (7CB) [Example of a typical molecule of a thermotropy liquid crystal (7CB)].....	32
Figure III.3	Orientation des molécules d'un cristal liquide dans une base telle que le directeur \vec{n} des cristaux liquides est orienté dans le plan (x, y) et le vecteur de propagation \vec{k} est parallèle à l'axe y. [Orientation of molécules of a liquid Crystal in a chosen référence system. The director \vec{n} lies in the (x, y) plane and the propagation vector \vec{k} is parallel to y axis.....	33

Figure III.4	Indice de réfraction ordinaire (n_o) et extraordinaire (n_e) du cristal liquide 5CB en fonction de la température à la longueur d'onde $\lambda = 1.5\mu\text{m}$. A la température T_c le cristal liquide passe de la phase nématique à la phase isotrope. L'indice de réfraction (n_i) de la phase isotrope augmente légèrement linéairement avec la température.....	33
Figure III.5	Schéma de l'anisotropie positive (a) et négative (b) d'un cristal liquide dans un champ électrique [Sketch of the positive (a) and négative (b) anisotropie of a liquid crystal in an Electric field].....	33
Figure III.6	Angle de contact du cristal liquide E7 sur une surface GaAs (a) et du cristal liquide 5CB sur une surface GaAs (b) et InP (c) [Contact angle of liquid crystal E7 on GaAs (a) and of liquid crystal 5CB on GaAs (b) and InP (c)].....	35
Figure III.7	Mesure de la capacité calorifique des cristaux liquides E7 (a) et 5CB (b). Les courbes pointillées (noires) sont mesurées avant (après) le chauffage des cristaux liquides à $T = 110^\circ\text{C}$ sous une pression de $P = 10^{-6}$ mbar.....	35
Figure III.8	Simulations par FDTD-2D (sans pertes) de la transmission (a) d'un pavé de cristaux Photoniques (8 rangées en direction ΓM , polarisation TE, facteur de remplissage $f = 0.35$) et (b) d'une cavité Fabry-Pérot ($W/a = 1.7$, $f = 0.48$) avec des indices de réfraction de trous Différents. L'indice de réfraction du semiconducteur pour tous les calculs est $n_s = 3.24$	36

Chapitre IV : Résultats et Interprétations

Figure IV.1	1D cristal photonique de séquence $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)_9$	38
Figure IV.2	Courbe du spectre de transmission de $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)_9$, cristal photonique 1D.....	38
Figure IV.3	Couches de cristaux photoniques 1D défectueuses avec remplacement SiO_2 , couche ou TiO_2 couche par couche de GaN diélectrique différente.....	39
Figure IV.4(a)	Courbe de transmission du cristal photonique 1D no defect dans le cas TiO_2	40
Figure IV.4(b)	Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux dans 3ème couche pour remplacer la couche SiO_2 par la couche GaN.....	40
Figure IV.4(c)	Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux dans 5 ^{ème} couche pour remplacer la couche SiO_2 par la couche GaN.....	40
Figure IV.4(d)	Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectue dans 7ème couche pour remplacer la couche SiO_2 par la couche GaN.....	40
Figure IV.5	Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux dans 3ème, 5ème, et 7ème couche pour remplacer la couche SiO_2 par la couche GaN.....	41
Figure IV.6(a)	Courbe de transmission du cristal photonique 1D no defect dans le cas TiO_2	41
Figure IV.6(b)	Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux en 3ème couche pour remplacer la couch TiO_2 par la couche GaN.....	41

Figure IV.6(c)	Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux en 5ème, et couche pour remplacer la couch TiO2 par la couche GaN.....	42
Figure IV.6(d)	Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux en 7èm couche pour remplacer la couch TiO2 par la couche GaN.....	42
Figure IV.7	Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux en 3ème, 5ème, et 7èm couches pour remplacer la couch TiO2 par la couche GaN.....	42
Figure IV.8 :	diagramme schématique du cristal photonique 1D étudié de multicouches périodiques sous la forme de (AB)(BA) _s (LC)(AB) _s (BA).....	43
Figure IV.9	Coupe transversale de la structure photonique 1D proposée avec NLC défaut central.	43
Figure IV.10(a)	Structure (AB)(BA) ₃ LC(BA)(AB) ₃	44
Figure IV.10(b)	Structure (AB)(BA) ₄ LC(BA)(AB) ₄	44
Figure IV.10(c)	Structure (AB)(BA) ₅ LC(BA)(AB) ₅	44
Figure IV.10(d)	Structure (AB)(BA) ₆ LC(BA)(AB) ₆	44
Figure IV.10(e)	Structure (AB)(BA) ₇ LC(BA)(AB) ₇	44
Figure IV.11(a)	Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique (AB)(BA) ₃ LC(BA)(AB) ₃ à $\varphi = 90^\circ$ à T=26°C et dlc=1 μ m.....	45
Figure IV.11(b)	Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique (AB)(BA) ₄ LC(BA)(AB) ₄ à $\varphi = 90^\circ$ à T=26°C et dlc=1 μ m.....	45
Figure IV.11(c)	Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique (AB)(BA) ₅ LC(BA)(AB) ₅ à $\varphi = 90^\circ$ à T=26°C et dlc=1 μ m.....	45
Figure IV.11(d)	Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique (AB)(BA) ₆ LC(BA)(AB) ₆ à $\varphi = 90^\circ$ à T=26°C et dlc=1 μ m.....	45
Figure IV.11(e)	Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique (AB)(BA) ₇ LC(BA)(AB) ₇ à $\varphi = 90^\circ$ à T=26°C et dlc=1 μ m.....	45
Figure IV.12	Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à différents nombres de couche périodique à $\varphi = 90^\circ$ à T=26°C et dlc=1 μ m.....	46
Figure IV.13(a)	Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique (AB)(BA) ₃ LC(BA)(AB) ₃ à $\varphi = 0$ à T=26°C et dlc=1 μ m.....	46
Figure IV.13(b)	Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique (AB)(BA) ₄ LC(BA)(AB) ₄ à $\varphi = 0$ à T=26°C et dlc=1 μ m.....	46
Figure IV.13(c)	Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique (AB)(BA) ₅ LC(BA)(AB) ₅ à $\varphi = 0$ à T=26°C et dlc=1 μ m.....	46
Figure IV.13(d)	Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique (AB)(BA) ₆ LC(BA)(AB) ₆ à $\varphi = 0$ à T=26°C et dlc=1 μ m.....	46
Figure IV.13(e)	Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique (AB)(BA) ₇ LC(BA)(AB) ₇ à $\varphi = 0$ à T=26°C et dlc=1 μ m.....	47

Figure IV.14	Transmission en fonction de la longueur d'onde du mode de défaut TM à différents nombres de couches périodiques à $\varphi = 0$ à $T=26^\circ\text{C}$ et $d_{LC}=1\mu\text{m}$	47
Figure IV.15	Transmission en mode TM par le cristal photonique NLC 1D étudié à $T=26^\circ\text{C}$ et $d_{LC}=1\mu\text{m}$	48
Figure IV.16	Le tracé 3D du cristal photonique d'identification suggéré à la (a) absence de champ électrique ($\varphi=0$) et à la (b) présence d'un champ électrique ($\varphi=90^\circ$).....	48
Figure IV.17(a)	Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi=90$, et $T=26^\circ\text{C}$ et $d_{LC} = 1\mu\text{m}$	49
Figure IV.17(b)	Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi=90$, et $T=26^\circ\text{C}$ et $d_{LC} = 3\mu\text{m}$	49
Figure IV.17(c)	Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi=90$, et $T=26^\circ\text{C}$ et $d_{LC}= 5\mu\text{m}$	49
Figure IV.18	Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission un mode TM a $\varphi=90$ et $T=26^\circ\text{C}$...	50
Figure IV.19(a)	Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi=0$, et $T=26^\circ\text{C}$ et $d_{LC} = 1\mu\text{m}$	50
Figure IV.19(b)	Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi=0$, et $T=26^\circ\text{C}$ et $d_{LC} = 3\mu\text{m}$	50
Figure IV.19(c)	Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi=0$, et $T=26^\circ\text{C}$ et $d_{LC} = 5\mu\text{m}$	50
Figure IV.20	Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi=0$, et $T=26^\circ\text{C}$	51

LISTE DES NOTATIONS

- N : Indice de réfraction effectif du milieu
- T : Température(C).
- λ : représente la longueur d'onde de rayonnement guidée
- Δn : Contraste d'indice
- n : Indice de réfraction
- a : Epaisseur de la couche d'indice .
- f : Le facteur de remplissage.
- r : Rayon.
- K : Nombre d'onde.
- $\Delta\omega$: La largeur.
- ω : Bandes fréquentielles
- $\omega 1$ et $\omega 2$: Ondes stationnaires d'énergies distinctes.
- ϵ : Permittivité.
- A : La période du réseau
- W : Largeur
- n_{air} : Indice de réfraction l'air.
- θ : Angle d'incidence.
- BIP** : Bande interdite photonique
- FFT** : Transformation de Fourier Rapide
- FDTD** : Finite Difference Time Domain
- PBG** : Photonic Band Gap.
- PhC/CPh** : Photonic Crystal/Cristal Photonique.
- CPh-1D** : Cristal Photonique unidimensionnel
- CPh-2D** : Cristal Photonique bidimensionnel
- CPh-3D** : Cristal Photonique tridimensionnel

Introduction générale

La notion de "cristaux photoniques" a été proposée pour la première fois en 1987 [1, 2]. Le premier cristal photonique a été réalisé en 1991 [3]. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois dimensions. Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal. De même qu'il existe pour les électrons des bandes d'énergie permises et des bandes interdites, il existe des bandes photoniques d'états permises et des bandes photoniques interdites. Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique et une bande interdite photonique (BIP) correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions de ce cristal. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur des dimensions de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications. L'adaptation des cristaux photoniques à l'optoélectronique permet d'envisager de nouvelles perspectives telles que la réalisation de composants d'optique intégrée aux dimensions réduites et l'intégration de plusieurs fonctions sur un même substrat. Les applications potentielles des BIP sont multiples et variées : réalisation de cavités résonantes de taille très réduite, de guides d'ondes [4], de virages [5], de filtres sélectifs [6], de multiplexeurs - démultiplexeurs [7] et de fibres optiques [8]. Ces matériaux vont donner jour à de nouveaux composants optoélectroniques autrement plus performants et compacts que ceux classiques que nous connaissons actuellement. Les réalisations de cavités obtenues en incluant des défauts ponctuels dans un cristal ne sont apparues qu'en 1998 [9]. La luminescence du matériau est utilisée particulièrement pour sonder la cavité. Les excellentes propriétés de réflexion du cristal photonique environnant permettent d'avoir des facteurs de qualités élevés pour les modes résonnants dans le plan. Des valeurs de l'ordre de 1000 ont été rapportées dans un premier temps en 1999 [10, 11], puis des valeurs de 1400 et 4000 sont observées en 2001 [12, 13], pour des cavités de grandes dimensions où plusieurs modes se propagent. L'intérêt de ces cavités est de réaliser des sources de lumière certes peu directives, mais très localisées et intenses ; il est possible d'exploiter l'effet laser pour des facteurs de qualité suffisamment élevés. L'objectif principal de nos travaux demeure l'optimisation du confinement de la lumière dans ces cavités. Pour cela, on étudie des cavités de faible dimension [13] et possédant un minimum de pertes, ceci dans le but d'augmenter ces facteurs de qualité tout en conservant le caractère modal de faible volume. Le design de ces cavités est basé sur un travail d'ingénierie de modes qui consiste à utiliser des défauts : en supprimant des trous, en les déplaçant, ou en changeant localement leur rayon. En faisant varier localement le rayon des trous (c'est-à-dire le facteur de remplissage) ou leur position, on réalise un gradient d'indice permettant d'obtenir une transition moins abrupte entre le cristal photonique et le bord de la cavité. Cela permet de limiter les pertes et donc d'augmenter le facteur de qualité.

L'objectif de ce mémoire est une structure à cristaux photonique 1D de défaut de cristal liquide nématique (NLC) sont exploités. Premièrement nous avons démontré la présence de bande interdite photonique dans les cristaux photoniques 1D, composé de SiO_2 et TiO_2 . Ensuite nous avons étudié les effets des paramètres géométriques (l'épaisseur de défaut) et l'angle de rotation de NLC sur la cavité.

Dans le premier chapitre est consacré aux cristaux photoniques qui offrent le meilleur compromis entre les technologies de fabrication et les propriétés intéressantes dans le domaine de l'optique intégrée.

Dans le deuxième chapitre, les cavités à base de cristaux photoniques bidimensionnels sont décrites. Les notions de facteur de qualité et de volume modal sont également présentées. Nous énumérons par la suite les différents types de cavités. Dans la dernière section de ce chapitre nous présentons deux classes de filtres sélectifs à cristaux photoniques : les cavités de type Fabry Péroต์ insérées directement dans le guide et les cavités de type Add/Drop couplées de manière évanescente au guide d'onde porteur du signal.

Le troisième chapitre est expliqué Phases dans un cristal liquide et types de leurs propriétés (optique, électronique). Ensuite, nous avons appris à connaître le choix de cristal liquide et nous avons conclu en dernier, le cristal liquide 5CB est mieux adapté au processus d'infiltration des cristaux photoniques

Dans le dernier chapitre, nous présentons le logiciel de simulation DiffractMOD de Rsoft CAD et nous exposons les résultats de simulation de l'influence des paramètres physiques et géométriques sur la bande interdite photonique. Ces résultats sont obtenus pour une structure à cristaux photonique 1D de défaut de cristal liquide nématique (NLC). Enfin, nous terminerons le manuscrit par une conclusion générale, résumant nos différentes contributions.

Chapitre

I

GÉNÉRALITÉS SUR
LES CRISTAUX PHOTONIQUES

I.1. INTRODUCTION :

Depuis une décennie, une communauté de chercheurs rassemblant opticiens, physiciens et chimistes s'est fixé l'objectif ambitieux de réaliser un matériau qui serait, pour les photons, l'analogue de ce qu'est un cristal semi-conducteur pour les électrons [4].

Cette nouvelle classe de matériaux a suscité un très vif intérêt dans le monde de la recherche et ceci dans plusieurs secteurs de la physique et de la chimie. Il s'agit des structures périodiques diélectriques ou métalliques, rencontrées sous les appellations « cristaux photoniques » ou « matériaux à bande interdite photonique », qui présentent des états photoniques structurés en bandes interdites et passantes [4].

Dans ce chapitre, Nous allons, dans un premier temps, passer aux brefs historiques et la définition des cristaux photoniques, et leurs caractéristiques. Nous envisagerons ensuite les différentes classes des cristaux photoniques.

I.2.BREF HISTORIQUE :

Malgré le fait que ce n'est que pendant les dernières décennies que les cristaux photoniques ont attiré une grande attention, les premières hypothèses sur la possibilité de contrôler la propagation de la lumière utilisant des structures périodiques se rapportent à 1887 avec les travaux de Lord Rayleigh [5].

En 1972, une étude théorique détaillée de structures optiques unidimensionnelles a été réalisée par V.P. Bykov [6]. Il a été le premier à examiner l'effet de bandes interdites sur l'émission spontanée provenant d'atomes et de molécules intégrées à la structure. Bykov fit aussi des hypothèses sur l'emploi de structures bidimensionnelles et tridimensionnelles.

On considère souvent que le domaine des cristaux photoniques a démarré en 1987, quand E. Yablonovitch et S. John [7] ont introduit, séparément et dans des contextes différents, le concept de matériaux à bandes interdites photoniques. La motivation principale de Yablonovitch était d'appréhender la densité d'états photoniques, par analogie à la densité d'états électroniques, dans le but de contrôler l'émission spontanée de matériaux intégrés aux cristaux photoniques. John, quant à lui, voulait utiliser les cristaux photoniques pour modifier la localisation et le contrôle de la lumière.

Après 1987, le nombre de publications concernant les cristaux photoniques commença à croître exponentiellement. Cependant, à cause de la difficulté de fabrication de ces structures pour qu'elles soient effectives dans le spectre visible, les premières études étaient soit théoriques, soit dans les micro-ondes.

En 1991, A. Genack et al [8] ont montré expérimentalement l'existence de l'effet de localisation de la lumière dans les structures périodiques. En même temps, Yablonovitch et al [6] ont démontré

expérimentalement la possibilité de réaliser une structure diélectrique capable de réfléchir la totalité d'un rayonnement électromagnétique, quelle que soit la direction incidente et dans le domaine des micro-ondes.

En 1993, Yablonovitch conçoit le premier cristal photonique tridimensionnel possédant une bande interdite dans les micro-ondes. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur « la Yablonovite » [9].

En 1996, Thomas Krauss fit la première démonstration d'un cristal photonique bidimensionnel dans le spectre du visible [10]. Cela ouvrit la voie à la fabrication de cristaux photoniques par les méthodes utilisées dans le secteur des semi-conducteurs.

En 1998, l'opale inverse artificielle a été obtenue expérimentalement [11]. Le diamètre de la sphère dans la structure était d'environ 1 μm , et la distance entre les sphères est très faible. L'indice de réfraction du matériau utilisé (TiO_2) entre les sphères est de 2.8.

En 2000, le premier cristal photonique tridimensionnel avec une bande interdite photonique complète dans le domaine infrarouge proche a été obtenu [12]. Un tel cristal photonique s'est composé des sphères de silicium disposées dans une maille d'un cristal de type « diamant ».

Au cours des dernières années, la recherche dans le domaine des cristaux photoniques a connu une expansion extraordinaire et a couvert presque toutes les disciplines scientifiques en réalisant des progrès sans précédent.

I.3. DEFINITION :

Les cristaux photoniques, encore appelés matériaux à bandes interdites photoniques (BIP), sont des matériaux diélectriques, semi-conducteurs ou métalliques artificiellement ou naturellement structurés dont la constante diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde selon une ou plusieurs directions de l'espace [4].

Par analogie avec la bande d'énergie interdite électronique caractérisant les réseaux cristallins atomiques, les structures photoniques possèdent une bande de fréquences interdites dans laquelle aucune onde électromagnétique ne peut se propager, indépendamment de la polarisation et de la direction de propagation [4].

Cette propriété intéressante offre aux cristaux photoniques la possibilité du contrôle de la propagation sans absorption des ondes électromagnétiques et permet ainsi des perspectives nouvelles pour la manipulation de la lumière.

I.4. CARACTÉRISTIQUES DES CRISTAUX PHOTONIQUES :

▪La dimensionnalité

Elle est déterminée par la périodicité de l'indice de réfraction. La périodicité d'un cristal photonique peut s'étendre à une, deux ou trois dimensions.

▪La symétrie

La position des éléments d'un CP détermine la symétrie du réseau. Par exemple, pour un CP 3D de particules sphériques, une symétrie cubique, hexagonale compacte (hc) ou cubique à face centrée (cfc) peut être obtenue.

▪La topologie

La topologie rend compte de l'architecture, de la compacité du matériau. Un réseau d'une symétrie donnée peut présenter des topologies différentes (cas de briques constitutives interpénétrées, en contact ou isolées).

▪Le paramètre du réseau

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

▪Le contraste d'indice de réfraction

Ce paramètre est défini comme le rapport $n1/n2$ entre les indices de réfraction des éléments et de la matrice. Il offre une idée générale de la force de diffusion des deux matériaux composants du cristal photonique.

I.5. CLASSES DE CRISTAUX PHOTONIQUES :

I.5.1. CRISTAUX PHOTONIQUES UNIDIMENSIONNELS :

Les cristaux photoniques unidimensionnels sont des simples alternances de couches de permittivités différentes. Un cas particulier très intéressant est le miroir de Bragg, qui est un empilement de couches d'épaisseur optique $\lambda/4$. Grâce à ses interférences constructives, il permet de renvoyer pratiquement la totalité de l'onde incidente. Dans le cas d'un miroir de Bragg, le nombre de couches doit être impair et débiter par la couche d'indice de réfraction le plus fort. En respectant ces conditions, on obtient uniquement des interférences constructives en réflexion, aux minima de transmission (Figure. I.1)[13].

Le miroir de Bragg est utilisé depuis fort longtemps comme miroir en optique et dans les cavités des lasers. C'est d'ailleurs cette dernière utilisation, qui permit à Eli Yablonovitch de généraliser ce concept de miroir unidimensionnel aux dimensions supérieures. Le but est d'obtenir des interférences constructives dans les CPhs pour tous les angles de la même manière que la Figure. I.1.

Tracer les différents faisceaux devient vite relativement complexe. Comme les CPhs ont des structures géométriques avec de nombreuses symétries, on utilise la théorie des groupes et la physique du solide pour les étudier. C'est Kossel [14] en 1966 qui a étudié le premier les similitudes entre le CPh 1D et la physique du solide. En 1977, Yeh [15] proposa une méthode de matrice transfert pour résoudre ce système. Alors que l'on pensait connaître toutes les propriétés de ces structures très simples. En 1998, Winn démontra que l'on pouvait réaliser un miroir omnidirectionnel à partir d'un simple CPh 1D. Ce miroir sera étudié dans ce paragraphe. Cette structure nous permettra de mieux comprendre les CPhs 2D et 3D.

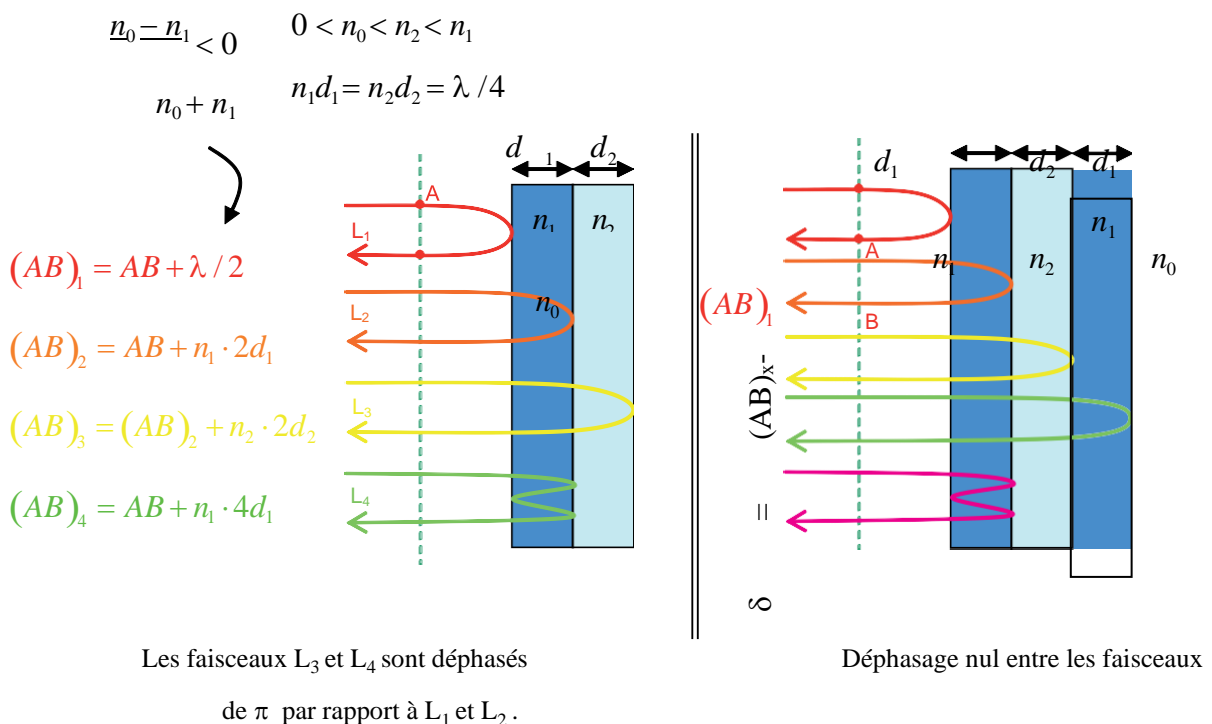


Figure.I.1 : Interférences de différents faisceaux dans un miroir de Bragg à 2 et 3 couches.

Mais tout d'abord, nous allons montrer comment un matériau peut interdire la propagation des ondes électromagnétiques à certaines fréquences, ou en d'autres termes offrir des bandes interdites. On est en droit d'imaginer que la réflexion de Bragg est un phénomène résonant et que les conditions pour obtenir $R = 1$ sont draconiennes en longueur d'ondes. Il n'en est rien ! En fait la formation des bandes interdites pour la lumière est tout à fait similaire à ce que l'on obtient pour les structures à bande interdite électronique (Figure.I.2).

Par analogie à un cristal en physique du solide, on peut supposer que des bandes interdites photoniques existent [13].

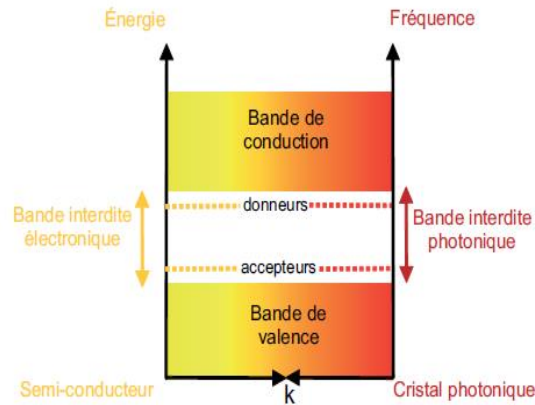


Figure.I.2 : Analogies du diagramme de bande électronique et du diagramme de dispersion d'un cristal photonique.

Le diagramme de bande utilisé en physique des semi-conducteurs est nécessaire pour la compréhension des milieux périodiques [16]. Le schéma de zone réduite est réalisé par le repliement de la relation de dispersion en bord de zone de Brillouin. Pour un matériau uniforme de permittivité ϵ_r , le diagramme de bande est un ensemble de losanges fermés (Figure.I.3)

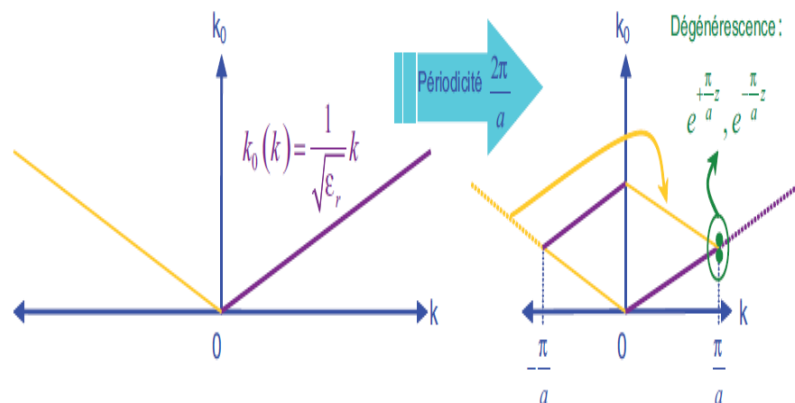


Figure. I.3.Création du schéma de zone réduite.

En bord de zone de Brillouin, on obtient une dégénérescence de deux états pour un matériau uniforme. Si on varie périodiquement la permittivité du matériau uniforme précédent, on lève cette dégénérescence. On obtient une ouverture du diagramme de dispersion (Figure.I.4). Cette ouverture est appelée bande interdite photonique (BIP) ou gap. Pour cette gamme de fréquence, aucun état propagatif n'existe. On observe une courbure de la relation de dispersion par rapport à la ligne de lumière (Figure.I.4). Plus la différence de permittivité est grande et plus les bandes se courbent et le gap s'agrandit. Le diagramme de bande est obtenu par la résolution analytique de l'équation d'onde. On choisit l'équation d'onde en E. Le CPh choisi est un multicouche avec une alternance d'une couche d'air d'épaisseur $(a - d)$ et d'une couche de diélectrique d'épaisseur $d = 0.2a$ et de permittivité $\epsilon_r = 13$. La couche de diélectrique est choisie ici uniforme pour

simplifier le problème. Comme le système est périodique, la solution [13]

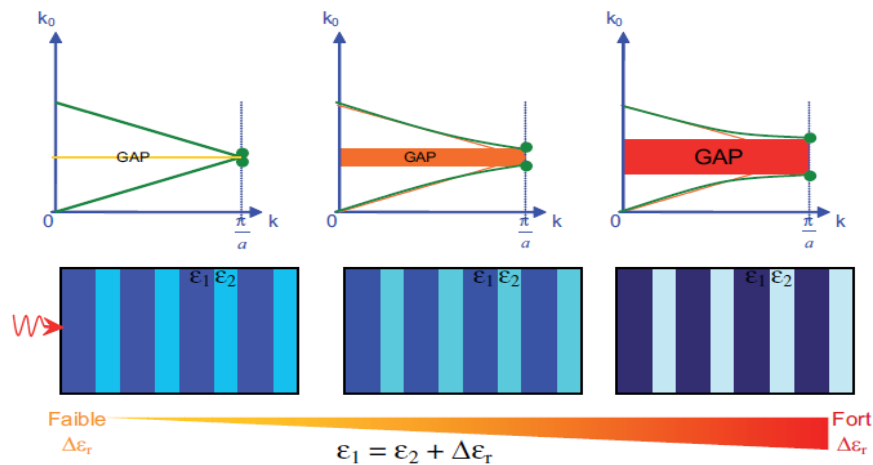


Figure.I.4. Influence de la différence de permittivité dans le gap[13].

S'écrit en termes de fonction de Bloch :

$$\partial^2 E(z) + k^2(z) E(z) = 0 \tag{I.1}$$

$$E(z + a) = E(z) e^{iKz}$$

- K est appelé le vecteur d'onde de Bloch
- $K_0 = \frac{\omega}{c}$ est le nombre d'onde dans le vide.
- $K_1 = \sqrt{\epsilon_r} K_0$ est le nombre d'onde dans le diélectrique.

La solution de l'équation (I.1) est donnée par l'équation transcendante suivante :

$$\cos(Ka) = \cos[K_0(a - b)] \cos(K_1 d) - \frac{1}{2} \left(\frac{K_0}{K_1} + \frac{K_1}{K_0} \right) \sin[K_0(a - d)] \sin(K_1 d) \tag{I.2}$$

Comme la fonction cosinus est bornée, la solution est visualisée par le tracé du second terme de l'équation (I.2) (Figure.I.5). On dénombre trois bandes interdites photoniques dans cet exemple.

On peut se poser la question suivante :

N'y a-t-il pas de solutions de l'équation d'onde dans la bande interdite ?

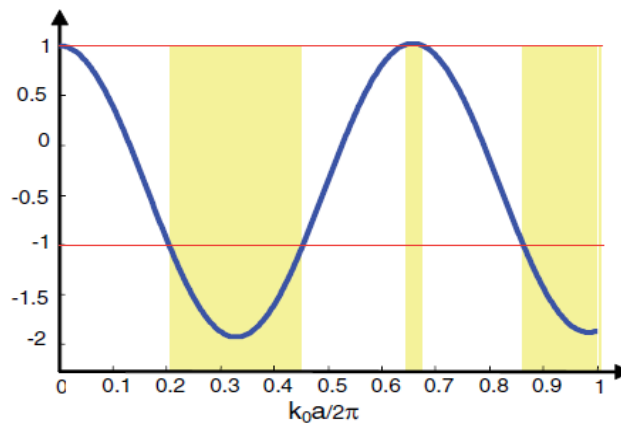


Figure.I.5. Résolution de l'équation transcendante.

En fait oui, si on prend le vecteur d'onde imaginaire pure, le premier terme de l'équation transcendante est supérieur à 1. Seuls des modes évanescents peuvent donc exister. Ces modes ne se propagent pas dans le cristal parfait. Par contre, des défauts dans les cristaux permettront un couplage de ces modes du CPh avec des modes propagatifs extérieurs au CPh [13].

Les bandes interdites de notre exemple peuvent être représentées dans le diagramme de dispersion. Les abscisses et les ordonnées du diagramme de bande sont normalisées par rapport à $a/2\pi$. Si on dessine le champ électrique des deux états situés en bord de zone de Brillouin de la première et de la deuxième bande, on obtient un déphasage de $\pi/2$ entre les deux champs. En fait, il s'agit de la combinaison entre les états $\exp(\frac{\pi}{a}z)$ et $\exp(-\frac{\pi}{a}z)$ (Figure.I.6). En élevant au carré le champ électrique, on obtient l'énergie locale dans le cristal photonique. On s'aperçoit que l'énergie de la première bande est localisée dans le diélectrique (Figure.I.6). Les états de la seconde bande ont leurs énergies localisées dans l'air. Dans les bandes interdites, le vecteur de Bloch est imaginaire (Figure.I.6). A ces fréquences, il n'existe que des états évanescents dans le cristal photonique [13].

I.5.1.1. CRISTAUX PHOTONIQUES FINI :

Jusqu'ici nous avons considéré un CPh 1D infini selon les trois directions de l'espace. En sélectionnant seulement quelques couches du CPh, nous sommes en mesure d'obtenir la transmission à travers la structure. Le nombre de couches retenu a pour effet d'approfondir les bandes interdites (Figure.I.7). Entre deux bandes interdites successives, la transmission oscille et le nombre d'oscillations est égal au nombre de périodes de la structure moins un [13].

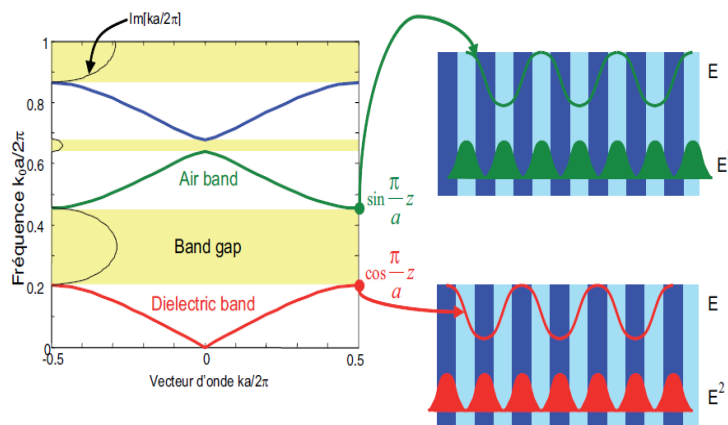


Figure.I.6. Champ électrique et énergie locale du CPh 1D.

Nous observons là, les oscillations de Fabry-Pérot entre les couches prises deux à deux. Lorsque l'on fait varier la fréquence, la valeur absolue du déphasage de la transmission augmente dans les matériaux classiques. Dans les bandes interdites du CPh de la Figure.I.7, nous voyons que la valeur absolue du déphasage diminue. Ce comportement surprenant entraîne une diminution de l'indice de réfraction effectif du CPh 1D. Pour certaines configurations de CPhs, il devient même

négatif [13].

La transmission met en lumière d'autres comportements classiques des CPhs. Dans la Figure.I.8, l'augmentation de la permittivité de la couche diélectrique entraîne un élargissement du gap comme sur la Figure. I.4, et un approfondissement du gap. La permittivité effective du CPh change avec la variation de la permittivité du diélectrique, cela a pour conséquence un déplacement de la bande interdite [13].

I.5.1.2. PROPAGATION DANS UN CRISTAL PHOTONIQUE 1D :

Supposons qu'une onde plane électromagnétique arrive en incidence normale aux couches et essayons de déterminer sa propagation dans le miroir. Nous pouvons distinguer trois domaines différents suivant la valeur de sa longueur d'onde λ par rapport à la période de l'empilement. Qui sont [17].

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

Prenons le cas particulier $n_1 a_1 + n_2 a_2 = \lambda_B / 2$, avec $n_1 = \sqrt{\epsilon_2}$, $n_2 = \sqrt{\epsilon_1}$ et la λ_B longueur d'onde de Bragg. Les ondes réfléchies sont alors en phase. Celles-ci interfèrent constructivement pour donner naissance à une onde réfléchie dans le milieu incident. Le milieu périodique se comporte comme un miroir pour cette longueur d'onde particulière. Si le nombre de couches est suffisant, il permet d'atteindre des coefficients de réflectivité très élevés.

A- Equations de Maxwell :

Les caractéristiques optiques d'un milieu périodique dans le cas $\lambda \approx a$ peuvent être obtenues à partir du calcul des modes optiques propres. Les modes sont des solutions d'une équation de propagation qui peut être obtenue par manipulation des équations de Maxwell. Les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique linéaire, non magnétique, sans charge ni courant s'écrivent [18]:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \quad (I.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (I.4)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (I.5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (I.6)$$

Où $\epsilon(r)$ et μ_0 sont la permittivité diélectrique et la constante magnétique, \mathbf{E} et \mathbf{H} les vecteurs champs électrique et champ magnétique, r et t les coordonnées d'espace et de temps.

Par manipulation des deux dernières équations, on obtient les équations de propagation suivantes pour \mathbf{E} et \mathbf{H} :

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \bar{\nabla} \times (\bar{\nabla} \times \vec{\mathbf{E}}(\vec{r}, t)) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{\mathbf{E}}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.7})$$

$$\bar{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \bar{\nabla} \times \vec{\mathbf{H}}(\vec{r}, t) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{\mathbf{H}}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.8})$$

Les champs \mathbf{E} et \mathbf{H} peuvent se décomposer en modes harmoniques de pulsation ω .

$$\vec{\mathbf{E}}(\vec{r}, t) = \vec{\mathbf{E}}(\vec{r}) e^{-i\omega t} \quad (\text{I.9})$$

$$\vec{\mathbf{H}}(\vec{r}, t) = \vec{\mathbf{H}}(\vec{r}) e^{-i\omega t} \quad (\text{I.10})$$

- Cas du milieu homogène :

Lorsque la permittivité diélectrique $\varepsilon(\mathbf{r})$ est homogène et isotrope, une solution simple des équations de propagation est l'onde plane monochromatique.

$$\text{Ou } |\vec{k}| = \frac{\sqrt{\varepsilon} \omega}{c} \quad (\text{I.12})$$

- Cas du milieu périodique :

Lorsque la permittivité diélectrique $\varepsilon(\mathbf{r})$ est périodique telle que $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R})$ ou \mathbf{R} est un vecteur du réseau réel, le théorème de Bloch nous indique que les champs \mathbf{E} et \mathbf{H} peuvent se s'écrire sous la forme d'un produit d'une onde plane par une fonction périodique.

$$\vec{\mathbf{E}}(\vec{r}, t) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{-i\omega t} \quad (\text{I.13})$$

Où $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R})$ est aussi périodique de période \mathbf{R} . Dans ce cas, la relation $\omega(\mathbf{k})$ entre le vecteur d'onde \mathbf{k} et la pulsation ω n'est plus aussi simple qu'en milieu homogène. On peut toute fois la calculer numériquement ainsi que la fonction $u(\mathbf{r})$.

B-Relation de dispersion :

La relation de dispersion est la relation $\omega(\mathbf{k})$ entre la pulsation ω et le vecteur d'onde \mathbf{k} d'une onde monochromatique. Elle est caractéristique du milieu dans lequel se propage l'onde et offre ainsi des informations sur la propagation de la lumière. Pour un milieu homogène et isotrope d'indice de réfraction $n = \sqrt{\varepsilon}$, la relation de dispersion s'écrit $\omega = c|\mathbf{k}|/n$, ou c 'est la célérité de la lumière dans le vide [18].

C-La particularité des équations de Maxwell : la loi d'échelle :

Les cristaux photoniques répondent à une loi d'échelle qui simplifie leur étude [18]. Supposons un cristal B soit créé à partir d'un cristal A par multiplication de ses dimensions par un facteur s réel. Les propriétés optiques du cristal B peuvent être obtenues à partir de celle du cristal A par la transformation $\lambda \rightarrow s \lambda$. Les relations de dispersion des cristaux photoniques sont ainsi généralement représentées en unités normalisées par la période du

réseau réel a . Notons ω_r et k_r la fréquence et vecteur d'onde normalisés. En considérant c la célérité de la lumière dans le vide, ω et k la pulsation et le vecteur d'onde, on obtient :

$$\omega_r = \omega \frac{a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} \quad (I.14)$$

$$k_r = k \frac{a}{2\pi} \quad (I.15)$$

I.5.1.3. OUVERTURE D'UNE BANDE INTERDITE :

Ce paragraphe illustre l'apparition de bandes interdites photoniques dans les cristaux photoniques avec l'exemple du miroir de Bragg. Considérons une onde électromagnétique de vecteur d'onde k se propageant à incidence normale dans un miroir de Bragg constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 et de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 (Figure. I.9(a)). La période est $a = a_1 + a_2$ dans la direction de l'empilement. A chaque nouvelle cellule du réseau direct, l'onde subit une réflexion. Le déphasage entre deux ondes réfléchies successives est $2ka$. Tant que $2ka$ est très différent de 2π , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. En bord de zone de Brillouin, k se rapproche de π/a et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur d'onde k donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde $-k$. La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie w_0 et forme deux ondes stationnaires d'énergies distinctes w_1 et w_2 . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande d'énergie interdite dans la direction normale à l'empilement. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ($n_1 a_1 = n_2 a_2$), la Δw largeur de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [19] :

$$\Delta w = \frac{4}{\pi} w_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (I.16)$$

Où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques. La largeur de la bande interdite est d'autant plus faible que le contraste d'indice diminue. De part et d'autre de la bande interdite, les modes optiques propres de la structure sont stationnaires : la puissance du mode d'énergie w_1 se concentre dans le diélectrique tandis que celle du mode d'énergie w_2 se concentre dans l'air. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont désignées respectivement par bande d'air et bande diélectrique. Lorsque l'onde se propage à incidence oblique (Figure. I.9 (b)), elle sonde un milieu de période différente. Lorsque l'angle d'incidence augmente au-delà d'un angle critique α_0 , les bandes interdites ne se recouvrent plus et la propagation de l'onde est à nouveau autorisée à la fréquence w_0 . Le cône d'angle au sommet α_0 définit l'ouverture angulaire de la bande interdite : à l'intérieur de ce cône, aucune onde électromagnétique ne peut se propager à la fréquence w_0 [20].

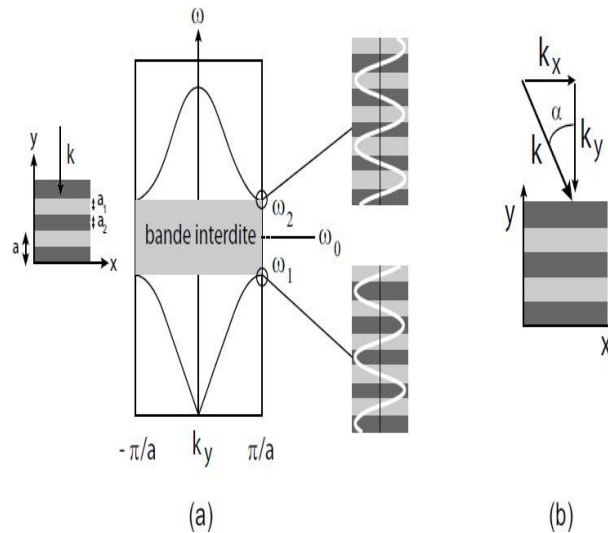


Figure.I.9. (a) Relation de dispersion d'un cristal photonique unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence normale : une bande d'énergie interdite apparaît en bord de zone Brillouin. (b) Incidence oblique [20].

I.5.1.4. LES DÉFAUTS :

Nous avons vu que seul des modes évanescents pouvaient exister dans la bande interdite. Pour faire apparaître ces modes évanescents, nous allons rompre la périodicité du CPh 1D en créant un défaut. Au sens des CPhs, un défaut consiste à remplacer un matériau par un autre comme dans le cas des semi-conducteurs. On remplace une couche diélectrique par une couche d'air dans le CPh précédent. En fait, on réalise un Fabry-Pérot (Figure.I.10). L'onde est localisée fréquentiellement et spatialement. Le mode est situé au niveau du défaut.

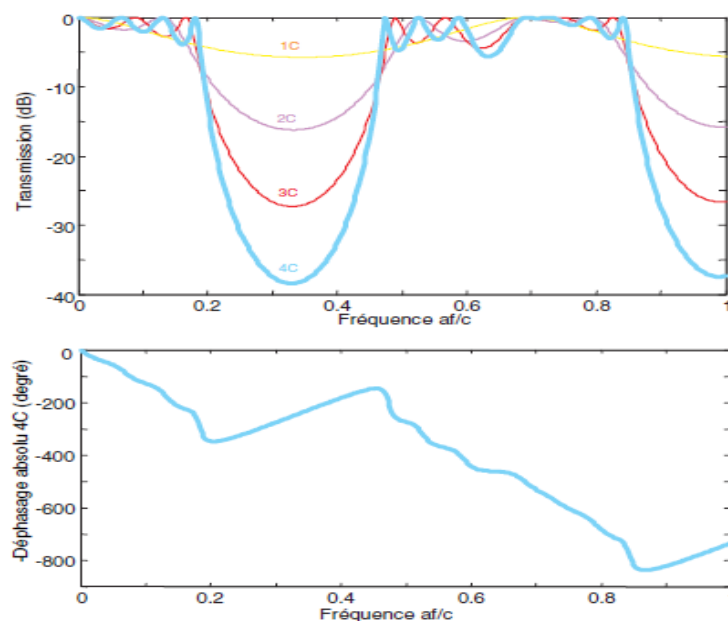


Figure. I.7. Courbe de transmission (module et phase) du CPh précédent [21].

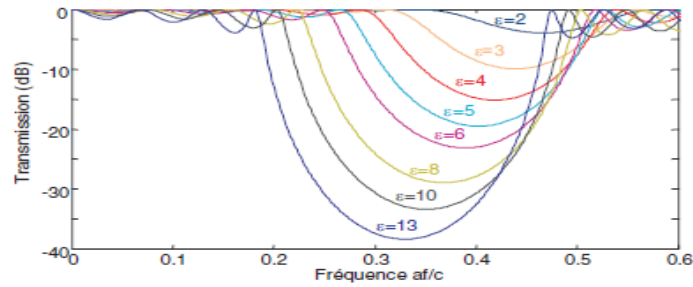


Figure. I.8. Variation de la permittivité de la couche diélectrique du CPh 1D [21].

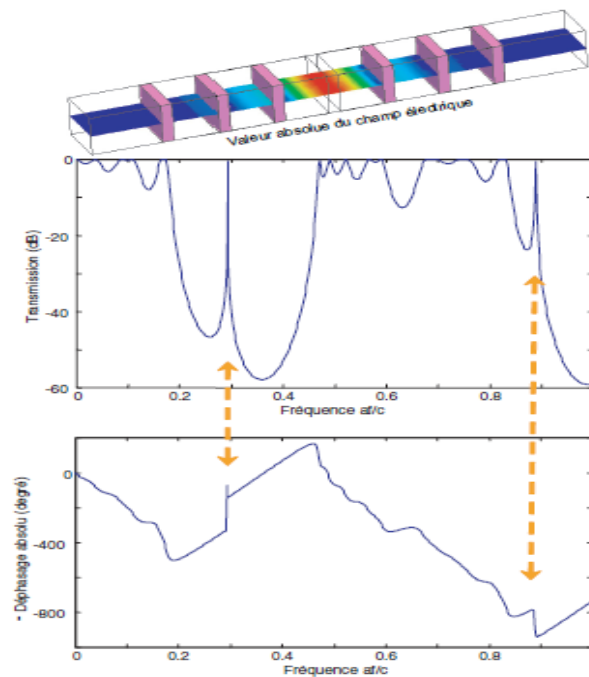


Figure. I.10. Transmission du Fabry-Pérot et visualisation du champ électrique à $af/c = 0.292685$ [21].

En traçant la transmission du CPh (Figure. I.10), on s'aperçoit que les modes de défauts se situent dans les bandes interdites. Pour les deux modes de défaut, le signal est transmis sans pertes : il y a un excellent couplage entre le mode évanescent du CPh et le mode du défaut. Comme pour le CPh sans défaut, le déphasage remonte. De plus, il y a un saut de phase donc un saut de l'indice effectif au niveau du défaut. Nous n'apercevons pas de pic de défaut dans la seconde bande interdite. La bande interdite étant moins prononcée, le pic de transmission peut être caché. Le diagramme de dispersion et la résolution analytique éclairciront le résultat.

Le cas du CPh avec un défaut est résolu analytiquement de façon analogue au CPh infini précédent. Si on considère des ondes évanescentes, une équation transcendante est obtenue à partir de l'équation d'onde [21].

$$\cosh(k a) = \left| \cos[k_0(a - d)] \cos(k_1 d) - \frac{1}{2} \left(\frac{k_0}{k_1} + \frac{k_1}{k_0} \right) \sin[k_0(a - d)] \sin(k_1 d) \right| \quad (I.17)$$

Les états limites des systèmes 1D étant non dégénérés, le CPh avec le défaut a une symétrie de réflexion et les états du défaut doivent être symétrique ou antisymétrique. Si on considère que les états dans la région du défaut sont approximés par un cosinus pour les états symétriques et un sinus pour les états antisymétriques, on trouve une relation donnant les fréquences des modes du défaut.

$$\tan[k_0(d - a)] = -\frac{\tan(k_1 a)}{2} \left\{ \left(\frac{k_0}{k_1} + \frac{k_1}{k_0} \right) \pm \left(\frac{k_0}{k_1} - \frac{k_1}{k_0} \right) \frac{\cos(k_0 d)}{\cos[k_0(d-a)]} \right\} \quad \text{I.18}$$

En traçant cette relation (Figure.I.11), on décompte cinq fréquences de défaut[X6].

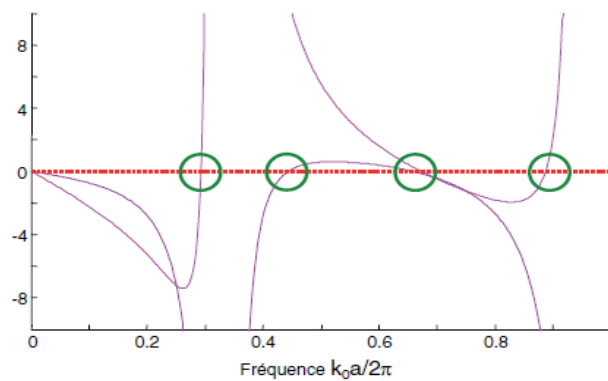


Figure. I.11. Fréquences du défaut.

Deux fréquences sont relativement proches et difficiles à distinguer sur la Figure. I.11 et une fréquence est située en haut de la première bande interdite. Ces fréquences ne sont pas visibles sur la courbe de transmission. Comme la transmission est élevée à ces fréquences, les pics des défauts sont noyés dans le signal. Si on augmentait le nombre de couches, les pics de ces défauts apparaîtraient. Les fréquences de défauts restantes correspondent bien aux pics de transmission observés [21].

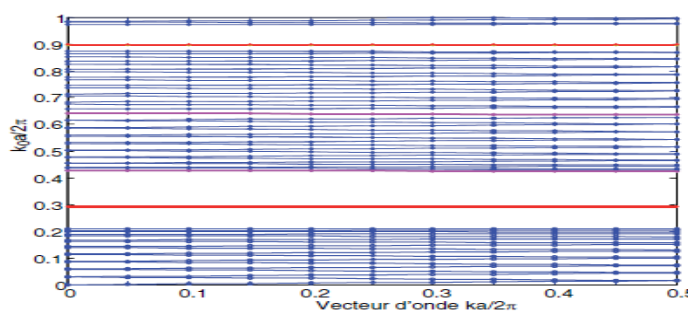


Figure. I.12. Diagramme de bande d'un CPh 1D moins une couche diélectrique.

Pour confirmer nos résultats et comprendre plus en profondeur les modes de défauts, on trace le diagramme de bande (Figure.I.12). Les états de chaque défaut sont constants en fréquence, quel que soit le vecteur d'onde. Les modes de défauts invisibles sur la courbe de transmission apparaissent sur le diagramme de bande.

Nous avons étudié jusqu'ici un CPh avec une lacune i.e. un accepteur. Nous allons comparer cette structure à un CPh qui a une plaque diélectrique supplémentaire. La transmission de cette structure

(Figure.I.13) nous indique que les BIPs sont situés aux mêmes fréquences que la structure précédente. Les courbes de transmission des deux structures sont relativement similaires sauf au niveau des modes de défauts, leurs fréquences diffèrent. Si on visualise le champ électrique du premier mode de défaut, on s'aperçoit que la distribution de champ est très différente au niveau de la cavité. On vérifie ici aussi que le champ est évanescent.

Nous allons comparer ce dernier défaut à un défaut donneur i.e. un CPh dont une couche d'air est remplacée par une plaque diélectrique supplémentaire (Figure.I.14). Il existe davantage de modes attribués au défaut donneur qu'aux défauts précédents. La courbe de transmission du CPh et les courbes des parties réelle et imaginaire du vecteur de Bloch sont en adéquation (Figure.I.14). La distribution de champ de deux modes de défauts n'est pas la même dans le CPh. Les minima et les maxi sont situés au niveau du défaut pour un mode défaut. La parité des deux modes différents aussi, le premier mode est antisymétrique et le second est symétrique.

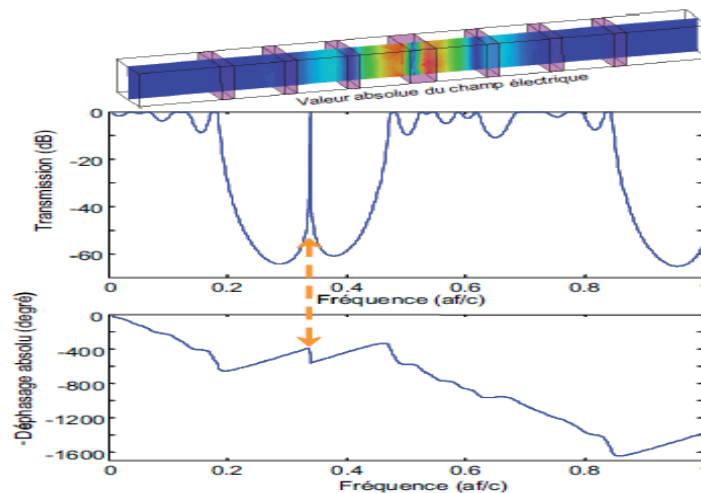


Figure I.13 : Etude d'un CPh ayant une couche diélectrique supplémentaire et visualisation du champ électrique au niveau du défaut [21].

Des modes localisés apparaissent dans les CPhs finis à la jonction entre l'air et le CPh. Ces modes localisés n'existent pas en incidence normale. Pour des incidences obliques (off-plane), nous devons prendre en compte :

- la polarisation transverse magnétique (TM), appelée aussi polarisation P, le champ Électrique est dans le plan d'incidence Π ($E_{\perp}/\Pi = 0$, $H_{//}/\Pi = 0$), et
- la polarisation transverse électrique (TE), appelée aussi polarisation S, le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence Π ($E_{//}/\Pi = 0$, $H_{\perp}/\Pi = 0$).

Le diagramme de dispersion met en lumière les différents modes qui se propagent dans un CPh fini. Le diagramme de bande du CPh fini est la somme du diagramme d'une couche et du CPh infini. Le diagramme de dispersion d'une couche uniforme est séparé entre un continuum.

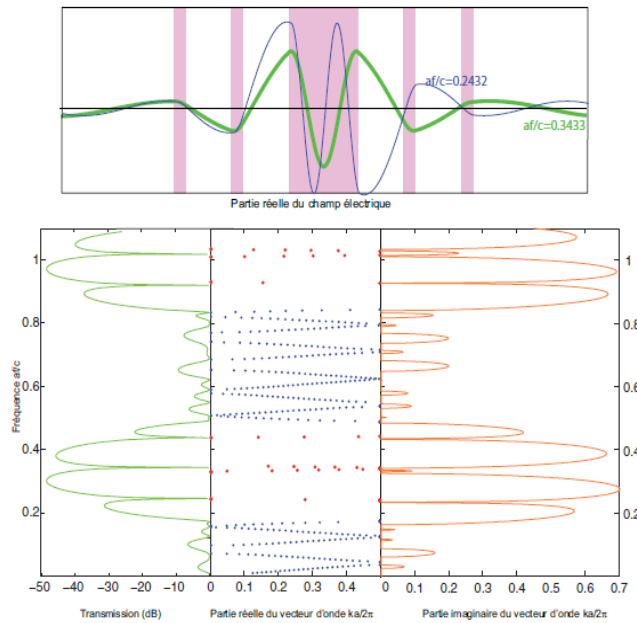


Figure I.14 : Etude d'un CPh dont une couche d'air est remplacée par une couche diélectrique [21].

D'états propagatifs et des états évanescents en z dont certains sont guidés (Figure.I.15). Le CPh 1D infini est composé d'un continuum d'états propagatifs et évanescents. Le CPh fini est plongé dans l'air. Les modes du CPh fini gardent le caractère propagatifs et évanescent du matériau uniforme et du CPh infini. Les modes radiatifs du CPh fini se trouvent à la réunion du cône de lumière et des bandes préparatives du CPh infini. Des modes de surfaces (SEW) existent à la jonction de l'air et du CPh [22]. Ce sont les parties non coloriées de la structure de bande. Plus le mode est proche des états radiatifs du CPh, moins le mode est localisé (Figure.I.15). Quelques dispositifs mettent à profit ces modes mais pour la plupart, comme par exemple dans le cas du miroir omnidirectionnel, ces modes ne doivent pas être activés.

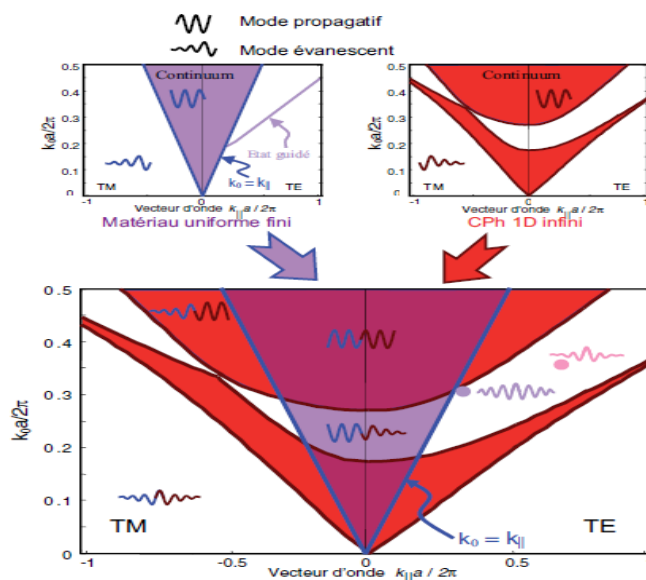


Figure.I.15. CPh 1D fini, état de surface [21].

I.5.2. CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS :

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles (ainsi que les structures unidimensionnelles en incidence non normale) sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique.

Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou encore dans un autre diélectrique. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand [23]. Un BIP bidimensionnel peut aussi être constitué d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique.

Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation et peuvent ne pas posséder une bande interdite complète. On parle d'une bande interdite complète lorsque la structure interdit la propagation pour toutes les directions dans le plan de la périodicité, quelle que soit la polarisation.

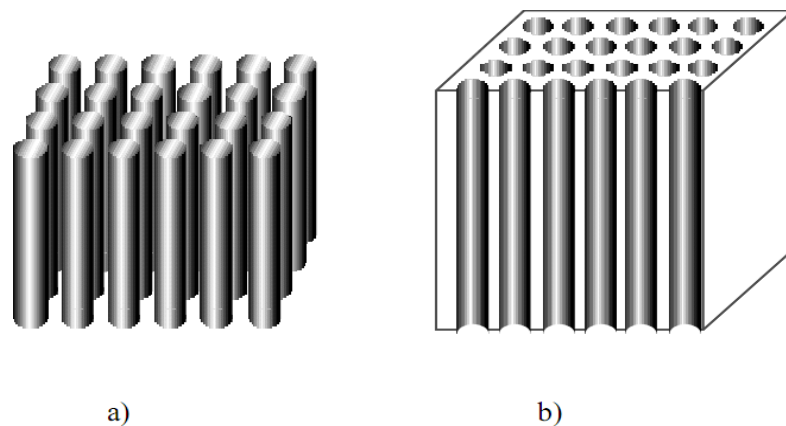


Figure. I.16. Exemple de Bips 2D, réseaux de tiges dans l'air et de trous d'air dans un matériau.

I.5.3. CRISTAUX PHOTONIQUES TRIIDIMENSIONNELS :

Les cristaux photoniques tridimensionnels sont des structures dont la permittivité diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions. Elles ont été les deuxièmes à être réalisées par Yablonovitch après les réseaux de Bragg. Son objectif était d'obtenir une bande interdite complète pour toutes les directions de l'espace afin d'inhiber l'émission spontanée de la lumière [24].

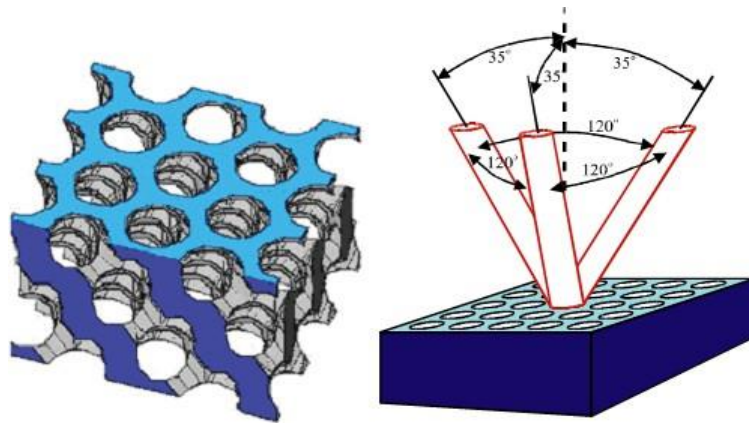


Figure.I.17. La première structure BIP 3D : la yablonovite. [25]

I.6. CONCLUSION :

Dans ce chapitre, nous avons étudié les différents types des cristaux photoniques. Nous avons ensuite étudié les cristaux photoniques finis unidimensionnels, et comment se propagent des ondes dans Cph 1D. Et concernons aussi dans ce chapitre comment ouvrir la bande interdite d'un Cph 1D.

Chapitre **II**

Les Cavités à cristaux photoniques

II.1. Introduction :

Une cavité optique se définit comme un résonateur électromagnétique où la lumière est confinée spatialement et spectralement. Ces résonateurs fonctionnent comme des « pièges à photons ». En effet, lorsque la cavité résonne, la lumière effectue un grand nombre d'allers retours et se retrouve ainsi temporairement bloquée. De nombreux types de cavités électromagnétiques ont ainsi été imaginés et utilisés dans diverses applications, allant du laser au four micro-onde.

Dans un but d'intégration les cavités sont miniaturisées à l'échelle de quelques micromètres et l'on parle de microcavités. Deux types de confinement sont mis en œuvre dans la littérature. Dans un premier cas la lumière est confinée par la réflexion totale interne qui découle des lois de Snell-Descartes. A l'interface entre deux matériaux et pour un angle d'incidence inférieur à un angle critique fonction de la différence d'indice entre les deux matériaux la lumière est totalement réfléchi.

Cette même approche dérivée de l'optique géométrique permet aussi de décrire la propagation de la lumière dans un guide d'onde. Des exemples de confinement par réflexion totale interne sont donnés par les résonateurs à mode de galeries comme les micro-disques [26], microsphères [27], micro-tores [28] et micro-anneaux [29]. Dans le second cas le confinement est obtenu par réflexion sur un miroir périodique ou miroir de « Bragg ». Ce genre de miroir se retrouve dans les lasers à émission verticale (Vertical Cavity Surface Emitting Laser ou VCSEL) [30], ce sont des cristaux photoniques à une dimension. On peut aussi imaginer des cavités à cristaux photoniques de dimension supérieure [31]. Ces cavités utilisant la réflexion par une structure périodique sont assimilables à des cavités Fabry-Perot. Le premier intérêt d'une microcavité est lié à sa propriété de ne laisser passer qu'une bande très étroite de fréquences permettant de réaliser des filtres en longueur d'onde.

En télécommunication, il est déjà commun de multiplexer l'information, c'est-à-dire d'injecter dans une même fibre optique plusieurs longueurs d'onde différentes qu'il faut pouvoir filtrer en sortie. Une autre perspective pour les microcavités optiques est leur utilisation au sein même des microprocesseurs. En effet les pistes de cuivre ont aujourd'hui atteint leurs limites en termes de débit d'information et de dissipation thermique et l'utilisation de la lumière comme vecteur de l'information pourrait être une solution. Dans ce cadre le multiplexage en longueur d'onde est nécessaire. De nombreux problèmes restent encore à résoudre, tant en termes de performances que d'intégration, avant de voir ce genre de technologie sur le marché.

Dans ce chapitre, les cavités basées sur les cristaux photoniques bidimensionnels sont décrites. Les notions de facteur de qualité et de volume modal sont également définies. Nous décrivons ensuite les différents types de cavités ainsi que l'influence des paramètres géométriques sur les microcavités. Nous présentons deux classes de filtres sélectifs à cristaux photoniques : les cavités de type Add/Drop couplées de manière évanescente au guide d'onde porteur du signal et les cavités de type Fabry Pérot insérées directement dans le guide, dans la dernière section de ce chapitre.

II.2. Cavités à cristaux photoniques :

Un cristal photonique bidimensionnel est en général constitué d'un réseau de trous percés dans un matériau diélectrique, ou de colonnes de diélectrique dans l'air. Dans un cas comme dans l'autre, considérons un défaut localisé : un emplacement où le trou n'est pas percé, ou bien où il n'y a pas de colonne. Plus généralement, on peut faire varier le rayon de la colonne ou du trou pour faire varier continûment la perturbation qu'on introduit.

Si on injecte dans ce défaut un mode électromagnétique dont l'énergie est dans la bande interdite du cristal photonique situé autour, il se retrouve complètement confiné, vu qu'il est entouré d'un matériau réfléchissant à cette longueur d'onde. En fait, le problème physique est décrit par une cavité ; seuls certains modes y sont donc autorisés. Les fréquences de ces modes dépendent du défaut, mais en faisant varier le rayon du défaut, on peut atteindre n'importe quelle fréquence située dans la bande interdite [32].

De plus, en utilisant les symétries des modes, il est possible d'accroître l'excitation d'un mode qui nous intéresse. L'intérêt de ces cavités est de réaliser des sources de lumière certes peu directives, mais très localisées et intenses ; il est possible d'utiliser l'effet laser si leur facteur de qualité est suffisamment élevé.

II.2.1. Rappels d'électromagnétisme sur le facteur de qualité d'une cavité :

Nous définissons les modes propres d'une cavité à l'aide du concept de fréquence complexe. La partie réelle correspond à la fréquence propre du mode et la partie imaginaire correspond à sa durée de vie.

II.2.2. Equations de Maxwell dans un milieu matériel :

Dans un milieu matériel, les équations de Maxwell vérifiées par une onde électromagnétique monochromatique de fréquence ω sont [33]:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0, \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho, \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= i\omega \vec{B}, \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= \vec{j} - i\omega \vec{D}.\end{aligned}$$

Dans ces équations, ρ et \vec{j} sont respectivement les densités volumiques de charges et de courants libres, et les vecteurs \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} et \vec{B} sont les amplitudes complexes des champs, définies de la façon suivante :

$$\mathbf{H}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left[\vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{-i\omega t} \right]$$

Les relations constitutives sont :

$$\vec{D}(\vec{r}) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \mu_0 \mu(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r})$$

Où les fonctions réelles $\epsilon(\vec{r})$ et $\mu(\vec{r})$ sont respectivement la permittivité relative et la perméabilité relative du milieu [33].

II.2.3. Définition d'un mode propre :

Considérons une structure définie par une certaine distribution $(\epsilon(\vec{r}), \mu(\vec{r}))$ de permittivité et de perméabilité relatives. Nous définissons les modes de cette structure de la façon suivante :

Les modes propres de la structure sont les triplets $(\vec{E}, \vec{H}, \omega)$ qui ω vérifient les équations de Maxwell en l'absence de sources ainsi que les conditions d'ondes sortantes. Les modes propres de l'objet sont donc solutions des équations :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{H}) &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) &= 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= i\omega \mu_0 \mu \vec{H} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= -i\epsilon \omega \epsilon_0 \vec{E}\end{aligned}$$

Cette définition montre que l'excitation des modes d'une structure se traduit par des résonances. Les modes d'une structure sans pertes possèdent une durée de vie infinie. La réponse spectrale d'un tel système à l'excitation d'une source polychromatique est donc un ensemble de fonctions de Dirac $\delta(\omega - \omega_0)$ centrées sur les fréquences propres de la structure. Lorsque la structure possède des pertes, la durée de vie des modes devient finie. Par conséquent, les résonances s'élargissent spectralement et deviennent des lorentziennes $\mathcal{L}(\omega)$ centrées sur ω_0 et dont les largeurs mi-hauteur $\Delta\omega$ définissent les facteurs de qualité Q des résonances [33]:

$$\mathcal{L}(\omega) = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{1 + \frac{4Q^2}{\omega_0^2} (\omega - \omega_0)^2}$$

$$\text{Avec } Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}$$

Les modes propres d'une structure à pertes sont donc caractérisés par deux quantités physiques, leur fréquence de résonance ω_0 et leur facteur de qualité Q .

Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger ω la lumière et représente une mesure des pertes. À la résonance, le photon subit des réflexions multiples entre les deux miroirs définissant la cavité et ne sort de celle-ci qu'après un temps τ que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité.

Ce temps τ est proportionnel au facteur de qualité de la structure par la relation $\tau = \frac{Q}{\omega_0}$, qui peut alors être vu en première approximation comme le nombre d'aller-retour que fait le photon

entre les deux miroirs avant de sortir de la cavité. En réécrivant l'expression de la lorentzienne sous la forme :

$$\mathfrak{f}(\omega) = \frac{I_m(\tilde{\omega})^2 \varepsilon_{\max}}{|\omega - \tilde{\omega}|^2}$$

Nous faisons apparaître la fréquence complexe $\tilde{\omega}$ du mode, définie par la relation :

$$\omega = \omega_0 - i \frac{\omega_0}{2Q}$$

Il est ainsi possible de regrouper les deux quantités réelles qui caractérisent un mode propre en une seule quantité complexe. La dépendance temporelle du champ étant en $\exp(-i\omega t)$, la partie imaginaire de $\tilde{\omega}$ est nécessairement négative et elle est liée à la durée de vie τ du mode par la relation :

$$I(\tilde{\omega}) = -\frac{1}{2\tau} = -\frac{\omega_0}{2Q}$$

Définit le facteur de qualité du mode à partir de sa fréquence complexe.

II.3. Les différents types de cavités :

II.3.1. Cavité Hexagonale :

Dans un cristal triangulaire, les cavités hexagonales, dont les côtés sont les rangées denses, constituent une série de cavités canoniques. Il est commode de les nommer par le nombre de périodes le long de chaque côté. Ainsi, un seul trou manquant correspondra à H1, sept trous manquants à H2, etc. Les cavités de type Hn, de forme hexagonale, n'étant le nombre de rangées manquantes par côté de l'hexagone sont les plus étudiées. Les cartes de champ de deux des modes d'une cavité H2 sont représentées sur la figure II-5. Il s'agit de modes non dégénérés, plus simples à analyser que les modes deux fois dégénérés, hélas majoritaires dans ces cavités. Le mode (a) est de type radial : ses fronts d'onde épousent les bords de la cavité. Le mode (b) est un mode analogue aux modes dits « de galerie ». Il n'est pas évident d'avoir des schémas simples de progression des modes quand les cavités s'agrandissent. On pourrait parler de « modologie » de cavité quand on aborde les cavités H3, H4, etc [34]



Figure II.1 : Exemples de cartes d'amplitude du champ magnétique de deux modes TE d'une cavité « H2 », issues d'une simulation 2D : (a) Mode de type radial ; (b) Mode de type « galerie » [33].

Ici, le cristal un facteur de remplissage $f=40\%$ et une constante diélectrique de 10.5. Les deux modes sont situés dans la bande interdite avec des fréquences réduites proches de $u = a/\lambda = 0.3$

La figure II.1 montre la distribution spectrale des modes de cavités hexagonales de taille variées obtenue par mesure de photoluminescence : cette dernière est pour l'essentiel le fruit des processus de recombinaison spontanée du milieu actif dans les modes de cavité, dont la densité domine la densité totale de modes disponibles ; son spectre constitue la signature spectrale des modes de cavité. On observe que le nombre de modes dans une gamme spectrale donné augmente avec la taille (ici la surface) de la cavité. La cavité élémentaire H1 (un trou manquant) ne possède qu'un mode (en réalité doublement dégénéré) dans la gamme spectrale balayée [36]. Plus une cavité est petite, plus son facteur de qualité, Q , décroît. La cavité H1 est donc celle de facteur de qualité le plus bas [34].

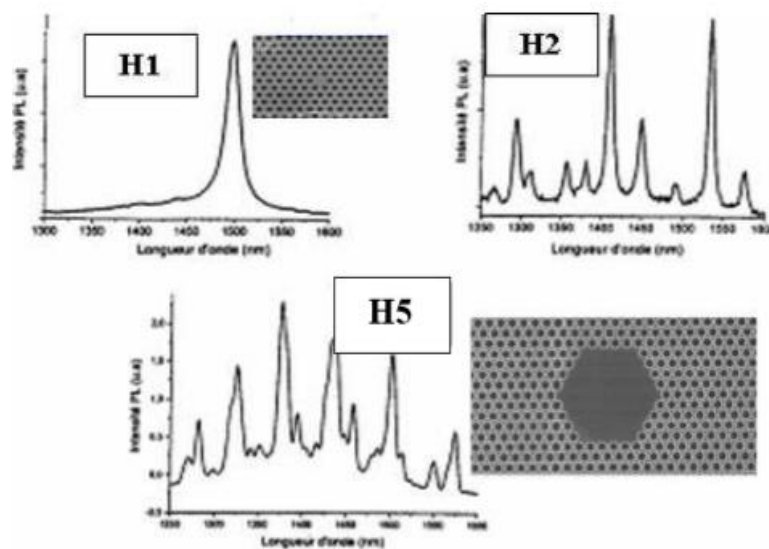


Figure II.2 : Signatures spectrales de cavités hexagonales obtenues par photoluminescence [34].

II.3.2. Cavité Carrée :

Dans un réseau bidimensionnel carré, les cavités de type S_n , de forme carrée, n'étant le nombre de lignes et de rangées manquantes du carré. Par exemple la cavité S2 est constitué en omettant deux lignes et deux rangées (c-à-d 2×2 trous manquants). La figure II-7 représente la distribution spectrale du mode de cavité carré de taille S1. La cavité élémentaire S1 est obtenue en omettant un seul trou dans un réseau carré de tiges diélectriques (Silicium $\epsilon=11.69$) entourés d'air, le paramètre de maille est d'environ $0.6 \mu\text{m}$. Ce cristal est éclairé par une onde plane sous incidence normale avec une polarisation TM. Cette cavité ne possède qu'un seul mode résonnant pour la longueur d'onde $\lambda_0=1.57 \mu\text{m}$ dans la gamme spectrale balayée.

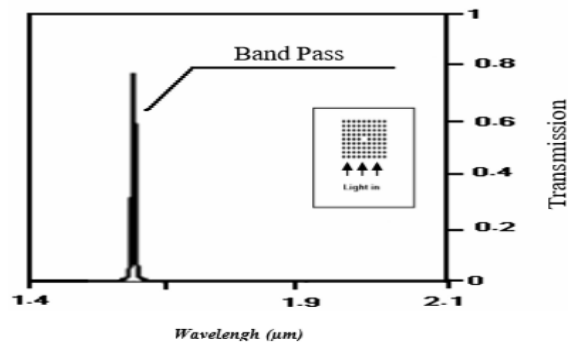


Figure II.3 : Spectre de transmission mesuré en polarisation TM d'une cavité carrée SI

II.3.3. Cavité Triangulaire :

La figure II-8 (a) représente la cavité triangulaire, cette cavité est obtenue en omettant plusieurs trous dans un réseau triangulaire de trous d'air de section circulaire ($r = 200\text{nm}$) plongé dans une matrice diélectrique ($\epsilon=8.12$). Ce cristal est éclairé par une onde plane sous incidence normale avec une polarisation TE. Le spectre de photoluminescence de cette cavité est représenté sur la figure II-8 (b).

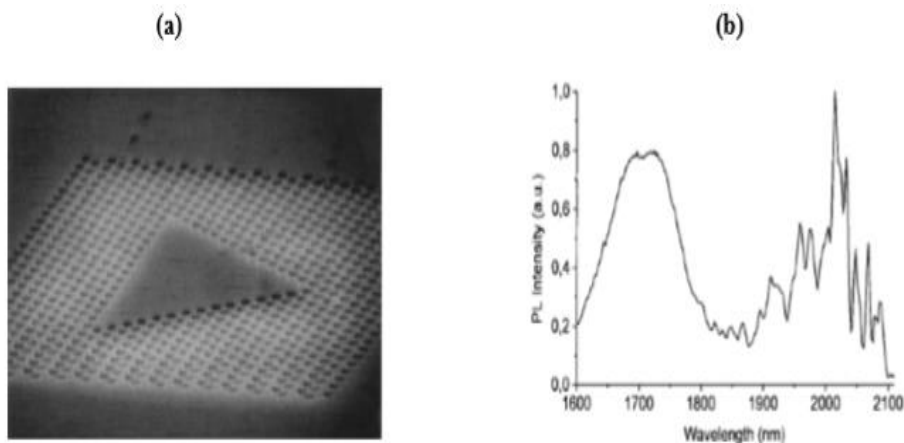


Figure II.4 : (a) Exemple de cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille 600nm. (b) Spectre de photoluminescence d'une cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air (Paramètre de maille $a = 600\text{nm}$, rayon $r = 200\text{nm}$) plongé dans une matrice diélectrique ($\epsilon=8.12$) [28].

On observe une très forte densité de modes. Il convient de noter que le spectre est un peu bruité. Un spectre en détail de quelques-uns des modes est présenté sur la figure II-9. Le facteur de qualité du mode à la longueur d'onde de résonance 2041 nm est au moins 900. Cette valeur représente un record pour une cavité triangulaire gravée dans une membrane suspendue d'InP

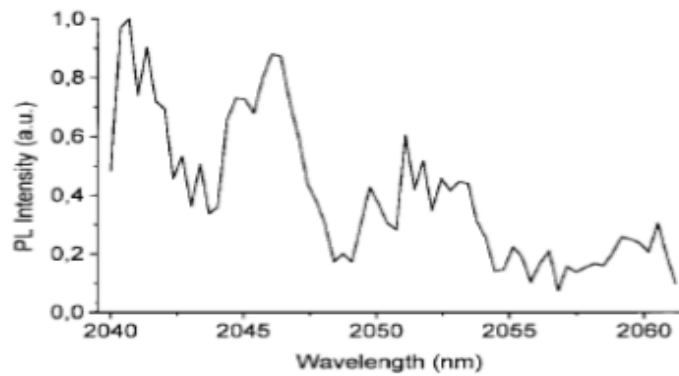


Figure II.5 : Spectre de photoluminescence en détail d'une cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air (Paramètre de maille $a = 600\text{nm}$, rayon $r = 200\text{nm}$) plongé dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 8.12$).

II.3.4. Cavité Rectangulaire :

Le réseau CP2D triangulaire est défini par les paramètres suivant : paramètre de maille $a = 560\text{nm}$, facteur de remplissage environ 35%. Ces paramètres permettent d'ouvrir une large bande interdite approchant les 500nm pour le mode TE autour des 1500nm. La figure II-10(a) représente une cavité rectangulaire correspondant à l'omission de 3 rangées finies de trous dans le CP, lorsque celle s'est éclairée directement par le laser. Comme attendu, de nombreux pics de résonance apparaissent avec des facteurs de qualité allant jusqu'à 1000 [38] (Figure10(b)).

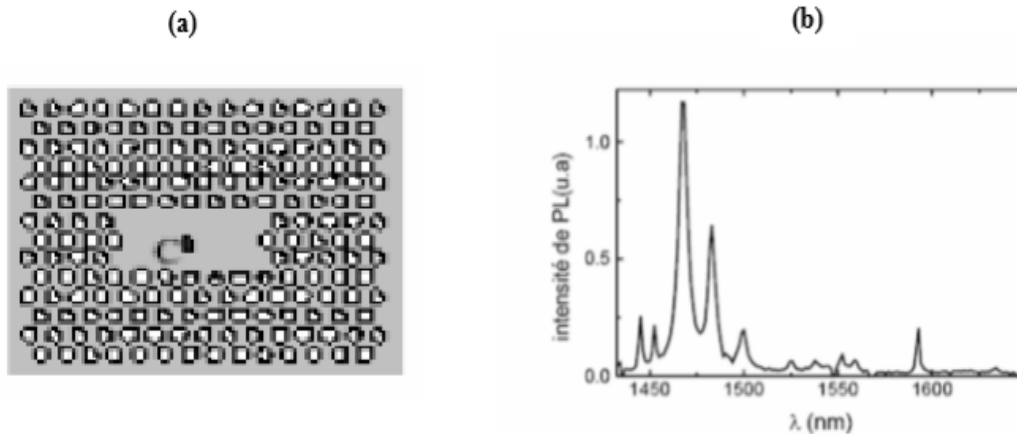


Figure II.6 : (a) Exemple de cavité rectangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille 560nm ; (b) Spectre de photoluminescence d'une cavité rectangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air ($a = 560\text{nm}$, facteur de remplissage 0.35) plongé dans une matrice diélectrique d'InP.

II.4. Filtres sélectifs à base de cavités à cristaux photoniques :

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

On parle de multiplexage/démultiplexage en longueurs d'onde et ces fonctions sont réalisées par des filtres sélectifs. Les cavités à cristaux photoniques planaires sont de bons candidats pour réaliser de telles opérations sur puce. On trouve dans la littérature deux classes de filtres sélectifs à cristaux photoniques : les cavités de type Add/Drop couplées de manière évanescente au guide d'onde porteur du signal [35] ou les cavités de type Fabry Péroth insérées directement dans le guide [36]. Dans l'ensemble de ces travaux, l'objectif est de réaliser des cavités de faible volume et possédant un minimum de pertes.

II.4.1. Filtres de type Add-Drop :

Le filtrage « spatio-fréquentiel » est une des spécificités des filtres à cristal photonique. À ce titre, la figure 2.15 présente le schéma d'un filtre Add-Drop dont l'enjeu est stratégique pour les télécommunications optiques. À la différence des communications téléphoniques où les signaux électriques sont véhiculés par des fils de cuivre, la transmission des signaux optiques s'effectue par des fibres optiques le long desquelles peuvent coexister plusieurs canaux de longueurs d'onde indépendants (plus de 1000 dans la prochaine génération de fibres). Chaque canal de longueur d'onde est censé occuper un domaine spectral $\Delta\lambda$ d'environ 0.3nm au voisinage de $\lambda=1500\text{nm}$ (soit environ 40 GHz en fréquence), ce qui confère aux fibres optiques des capacités de débit global sans précédent, de plusieurs térabits par seconde.

Cela étant, pour exploiter le signal correspondant à une information précise véhiculée le long de la fibre, il est nécessaire de soustraire (en anglais, to drop) à l'endroit de la réception le canal de longueur d'onde où se trouve cette information. De la même façon, si l'on veut pouvoir ajouter (en anglais, to add) une information sur un canal de longueur d'onde donnée, il faut alors insérer le signal parmi l'ensemble des canaux d'information. Cette double fonction de filtrage (Add-Drop) est donc essentielle dans les réseaux de télécommunications optiques.

Dans le cas de la figure 2.15, le filtre représenté est conçu à partir d'un cristal photonique 2D de symétrie hexagonale où l'on a introduit deux guides d'ondes couplés entre eux par une cavité centrale, également de forme hexagonale. Des fibres optiques (non représentées) sont placées aux entrées-sorties des guides d'ondes. L'un des guides d'onde (celui du bas) sert à propager un ensemble de signaux à des longueurs d'ondes différentes λ_i , parmi lesquels se trouve le signal à la longueur d'onde λ_1 que l'on veut sélectionner. La cavité centrale est choisie de façon à présenter une résonance à cette longueur d'onde, le cercle représenté sur la figure indiquant la localisation du champ électromagnétique associé au mode résonnant. Si les guides sont parfaitement couplés à la cavité, le faisceau optique à la longueur d'onde λ_1 pourra ainsi passer intégralement d'un guide à l'autre, car la cavité optique présente une transmission unité pour le mode de champ qui lui est adapté.

On aura donc réalisé la fonction de soustraction. On peut, à l'opposé, réaliser la fonction d'addition en injectant un signal de longueur d'onde λ_1 par l'entrée gauche du guide supérieur. Diverses versions du filtre Add-Drop à base de cristal photonique ont déjà été réalisées (voir, par exemple [96]). Cependant, la sélectivité est exigée pour prélever un canal de longueur d'onde parmi d'autres. Une telle sélectivité requière des facteurs de qualité de l'ordre de 10 000 pour la cavité servant au couplage (Fig. 2.15) ainsi qu'un excellent couplage entre les guides et la cavité.

Les meilleurs facteurs de qualité obtenus se situent autour de 3 000 pour les cavités les plus petites avec un seul trou manquant dans un cristal 2D [37]. Cette valeur croît à plus de 40 000 pour trois ou quatre trous manquants. Les travaux sont par ailleurs en cours pour optimiser le couplage entre guide et microcavité. Champ qui lui est adapté. On aura donc réalisé la fonction de soustraction. On peut, à l'opposé, réaliser la fonction d'addition en injectant un signal de longueur d'onde λ_1 par l'entrée gauche du guide supérieur. Diverses versions du filtre Add-Drop à base de cristal photonique ont déjà été réalisées (voir, par exemple [96]).

Cependant, la sélectivité est exigée pour prélever un canal de longueur d'onde parmi d'autres. Une telle sélectivité requière des facteurs de qualité de l'ordre de 10 000 pour la cavité servant au couplage (Fig. 2.15) ainsi qu'un excellent couplage entre les guides et la cavité. Les meilleurs facteurs de qualité obtenus se situent autour de 3 000 pour les cavités les plus petites avec un seul trou manquant dans un cristal 2D [37]. Cette valeur croît à plus de 40 000 pour trois ou quatre trous manquants. Les travaux sont par ailleurs en cours pour optimiser le couplage entre guide et microcavité.

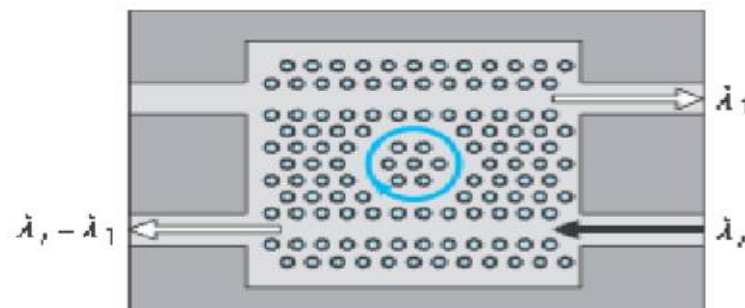


Figure II.7 : Filtre Add-Drop : le signal d'entrée, en bas et à droite, est composé d'un grand nombre de signaux à des longueurs d'onde différentes λ_i . le filtre, réalisé dans un cristal bidimensionnel de symétrie hexagonale, permet d'extraire l'un des signaux (ici, celui à la longueur d'onde λ_1) en l'aiguillant dans une autre direction [37].

II.4.2. Filtres de type Fabry-Perot :

Une fonction de filtre Fabry-Perot a été intégrée à un guide W1 en insérant des motifs dans le guide. La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques-unes, qui seront couplées à la cavité. Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de type Fabry-Perot (si un second guide est placé face à la cavité).

Une cavité mono défaut a été dans un premier temps utilisée et a permis d'obtenir une transmission résonnante. Les expériences de transmission ont pu être réalisées par C. Grillet au LEOM pour les dispositifs similaires de la figure II.8 sur la membrane d'InP avec un facteur de remplissage en air de l'ordre de 30%. Pour ce filtre, un taux de transmission de l'ordre de 5% est trouvé expérimentalement avec un facteur de qualité de 287.

Ce taux de transmission est évidemment faible et provient des pertes des miroirs de la cavité et du couplage seulement partiel au mode de la cavité résonnante. Une manière naturelle d'obtenir un bon couplage entre le mode de cavité et le mode guidé est d'utiliser une géométrie de cavité proche de celle du guide, comme par exemple une portion de guide fermé. Ce type de cavité linéaire est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

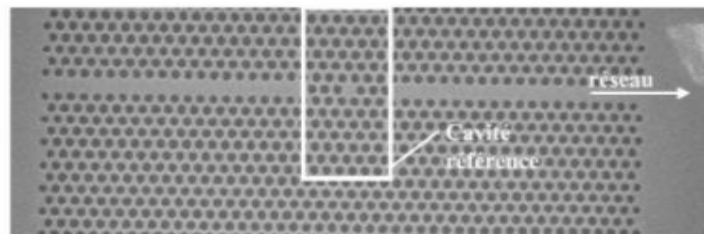


Figure II.8 : Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Perot intégrée à un guide.

Une validation de ce concept a été faite numériquement. La structure étudiée comprend un guide W1 et une cavité composée de deux motifs suivant la direction du guide. Deux motifs ont également été disposés de part et d'autre pour former les miroirs (elle sera donc appelée L2-2). L'excitation est réalisée à l'aide d'un dipôle polarisé suivant l'axe perpendiculaire au guide (y). La détection est réalisée en sortie du guide. Le spectre de transmission obtenu pour ce filtre a été normalisé par la transmission obtenue le long d'un guide simple, ce qui permet d'avoir une bonne idée de l'efficacité du couplage vers la cavité. Une comparaison a été faite avec une structure de type L1-2 (cavité constituée d'un seul motif). Pour la structure L2-2 un couplage de l'ordre 80% est obtenu pour la résonance situé vers $a/\lambda=0.36$, sur la bande de transmission du mode fondamental (voir Fig. 2.17 (b)). Pour la structure L2-1, deux transmissions de l'ordre de 20% apparaissent vers $a/\lambda=0.41-0.42$ (voir Fig. II.10(d)).

Un premier essai expérimental de L2-2 a été fait sur des structures réalisées par Grillet au LEOM, de conception similaire à celle comprenant le filtre mono défaut. Les structures qui ont pu être exploitables lors de ce premier essai (facteur de remplissage de l'ordre de 0.3) n'ont pas permis l'observation de résonance en transmission. D'autres structures ont été réalisées avec des facteurs de remplissage plus forts.

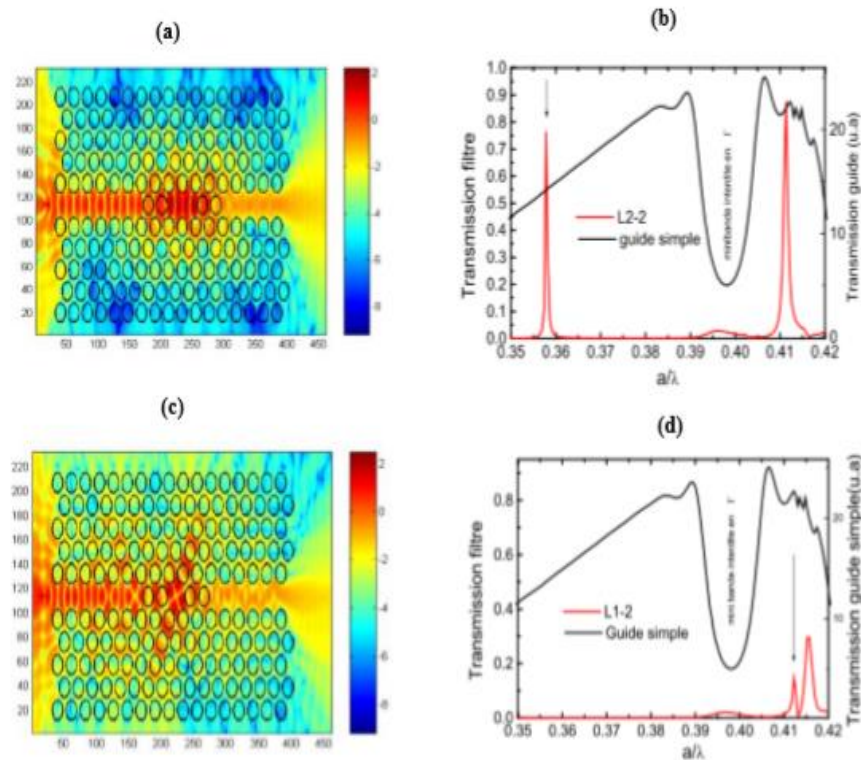


Figure II.9 : Transmission 2D FDTD des filtres L1-2 et L2-2. Le facteur de remplissage en air du cristal photonique est de 0.5 et l'indice le plus fort est de 2.7 (indice effectif de la membrane d'InP vers $a/\lambda=0.4$). Les flèches verticales sur les tracés (b) et (d) indiquent respectivement la fréquence des cartes de champ tracée en (a) et (c) [38].

II.5. Résonateurs et guides à CP couplés :

Le couplage d'un résonateur et au « monde extérieur » est l'exercice obligé auquel se livrent nombre d'équipes en espérant trouver un système capable d'insérer et d'extraire sélectivement une longueur d'onde. Le couplage d'un guide à CP et d'une cavité à CP est notamment l'un des schémas privilégiés. Bien que certaines configurations proposées semblent des résultats d'intérêt pour les applications (Figure II-9). Parmi les réalisations marquantes, on peut citer :

- Des cavités H2 ou H3 mises en cascades avec des guides, les cavités Hn se couplent aux guides Wk par les « pointes » de ce champ, ce qui, intuitivement, n'est pas favorable.

La cavité donnée en exemple (Figure II-9 (a) et II-9 (b)) remédie à cet inconvénient, au détriment d'une taille plus grande ;

- Un guide à cavités couplées dit CROW (pour Couple Résonateur Optical Waveguide) (figure II-11(c)) et ses effets de mini bandes interdites (minigaps) de transmission, bien visibles sur le spectre présenté (Figure II-9 (d)). Il s'agit, en fait, d'un bon système de test pour la photonique avec, en particulier, la possibilité de contrôler la vitesse de groupe par le degré de couplage entre cavités ;

- Une cavité comportant un seul trou modifié, en l'occurrence agrandi, et couplée à un guide type W1 (Figure II-9(e)). Le retrait sélectif (drop) d'une longueur d'onde avec un facteur de qualité de près de 500 a été obtenu. La difficulté de cette réalisation est d'atteindre le couplage critique, c'est-à-dire,

celui où les pertes par rayonnement de la cavité vers l'air sont égales aux pertes vers le guide. Cela semble nécessiter une précision de fabrication au-delà du commun. On peut noter qu'aucun résultat marquant n'a été obtenu avec H1 couplé à un guide ;

- Des cavités rectangulaires (tronçons de W1), elles-mêmes couplées à un guide de type W1 (Figure II-9(g)). Le but recherché est le même que précédemment : atteindre les conditions de couplage critique.

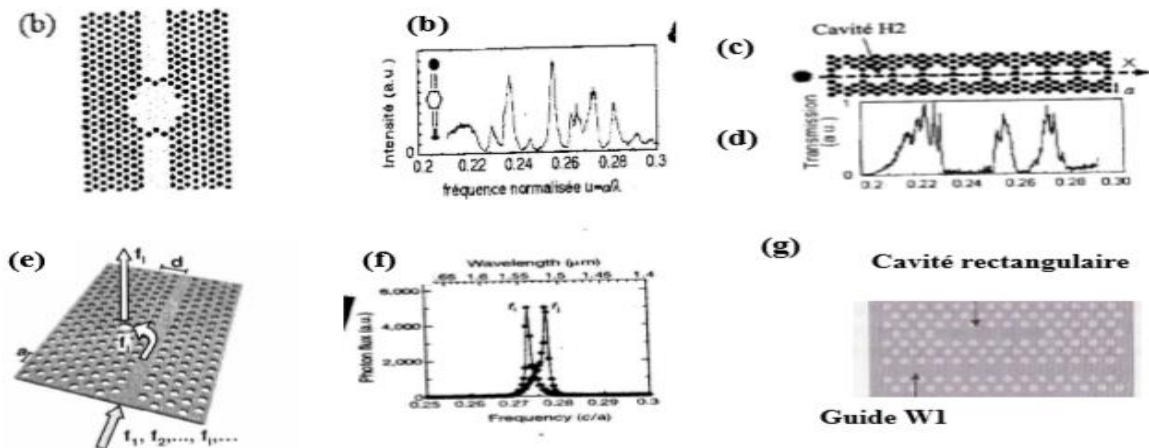


Figure II.10 : (a) Cavité adaptée au couplage au guide W3 et insérée dans ce guide ; (b) Son spectre de transmission ; (c) Exemple de guide à cavités couplées (dit « CROW » formée de neuf cavités H2) ; (d) Exemple de transmission en fonction de la fréquence réduite $u = \alpha / \lambda$; (e) Défauts constitués formés d'un trou élargi et couplés à un guide W1; (f) Spectre recueilli à la verticale du défaut ; (g) Cavité rectangulaire couplées à un guide W1 [39]

II.6. Conclusion :

Ce chapitre a permis de pose premièrement les cavités à cristaux photonique (rappels d'électromagnétismes sur le facteur de qualité d'une cavité, équation de maxwell dans un milieu matériel, définition d'un mode propre). Les différents types des cavités si nous avons trouvé quatre types : cavité hexagonal, cavité carre, cavité triangulaire, cavité rectangulaire. Ensuite, les filtres sélectifs à base de cavité a cristaux photonique (Add-Prop, Fabry – pérot) et à la fin nous avons étudié résonateur et guides a CP couplés.

Chapitre

III

Les Cristaux Liquides

III.1. Introduction :

Dans le paragraphe précédent, nous avons accordé la réponse optique des cavités cristaux photoniques avec la température. Une autre possibilité consiste à remplacer la composante de bas d'indice du cristal photonique (initialement l'air). Pour cela, les cristaux liquides sont un matériel de choix. L'indice de réfraction des cristaux liquides peut être modifié d'une manière réversible par la température, par un champ électrique externe ou par illumination [40].

III.2. Rappel sur des cristaux liquides :

Phases dans un cristal liquide un matériau existe normalement en 3 phases : la phase solide, la phase liquide et la phase gazeuse. Pour certains matériaux organiques il existe des phases intermédiaires entre la phase solide et la phase liquide. On appelle ces phases des "mésophases". Les cristaux liquides présentent de telles mésophases. Dans un liquide ou un gaz, les molécules ou atomes sont complètement désordonnés ; on parle d'un système isotrope.

La symétrie est telle que le système est invariant sous toutes les translations et rotations. Dans un cristal périodique tridimensionnel les molécules ou les atomes prennent des positions bien ordonnées. Le réseau formé par les molécules ou les atomes est invariant pour quelques translations ou rotations bien définie dans l'espace. Les m' mésophases sont des phases intermédiaires entre la phase cristalline et la phase liquide isotrope (figure 6.4). Les molécules sont moins ordonnées que dans la phase cristal tridimensionnel mais plus ordonnées que dans la phase liquide ou gazeuse [40].

III.2.1. Cristaux liquides thermotropes et lyotropes :

Les cristaux liquides peuvent être classés en deux classes : Les cristaux liquides thermotropes et les cristaux liquides lyotropes. Les cristaux liquides thermotropes sont des molécules de faible masse moléculaire (200-500 g/mol) et de quelques nanomètres de longueur. Une molécule typique d'un cristal liquide thermotropes (d' dénommée 7CB) est illustrée figure III.1. [41].

Ces molécules sont représentées régulièrement par une ellipse (figure III.1). Pour des cristaux liquides thermotropes l' état de phase est déterminé par la température : Si la température du cristal liquide augmente le cristal liquide passe de la phase cristalline `a une ou plusieurs m' mésophases pour passer ensuite à la phase fluide (figure III.1).

Les cristaux liquides lyotropes sont dissolutions aqueuses de molécules comme par exemple des solutions d'ADN ou du virus de la mosaïque du tabac. Ici la concentration du matériau mésogène dans la solution d' détermine l' état de la phase. A partir d'une certaine concentration des molécules des m' isophases apparaissent. Dans ce travail, nous avons uniquement utilisé des cristaux liquides thermotropes et les propriétés d' écrites par la suite se réfèrent à ce type de cristal liquide.

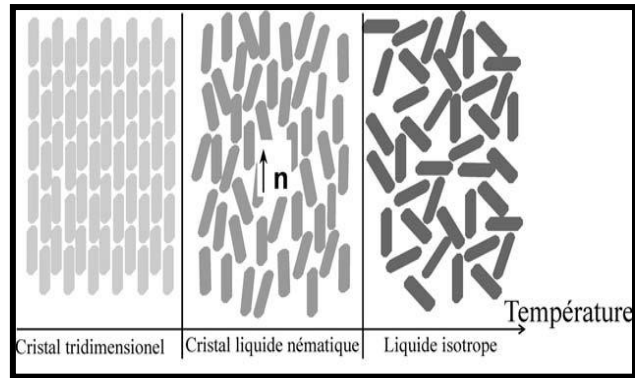


Fig. III.1 : La phase cristalline, nématique et liquide d'un cristal liquide nématique [The crystal, nematic, and liquid phase of a nematic liquid crystal] [41].

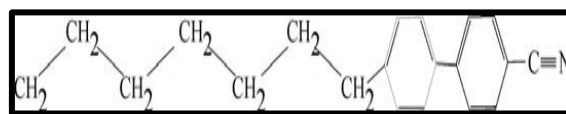


Fig. III.2 : Exemple d'une molécule typique d'un cristal liquide thermotrope (7CB) [Example of a typical molecule of a thermotropy liquid crystal (7CB)]

III.2.2. Les propriétés optiques des cristaux liquides :

Expérimentalement, un rayon de lumière d' polarisée est divisé en deux rayons lumineux lorsqu'il traverse un cristal liquide. Le premier rayon est le rayon ordinaire. Il se propage avec la vitesse V_o et il est polarisé perpendiculairement à l'axe optique. L'indice de réfraction correspondant est $n_o = \sqrt{\epsilon_o}$. Le deuxième rayon est le rayon extraordinaire. Il se propage avec une vitesse V_e et il est polarisé dans le plan formé par le vecteur \vec{K} et l'axe optique.

L'indice de réfraction correspondant varie entre $n_e = \sqrt{\epsilon_e}$ et n_o selon l'angle θ qui est l'angle entre la direction de propagation de la lumière et l'axe optique (figure 6.7). Ce phénomène est connu sous le nom de la biréfringence [57]. Pour d'écrire la biréfringence dans les cristaux liquides, il faut considérer le champ électrique \vec{k} et l'induction électrique \vec{D} . Les deux vecteurs sont liés par l'équation suivante :

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_{vide} \vec{E}$$

Ou ϵ_{vide} est la constante d'électrique dans le vide et ϵ est le tenseur d'électrique. C'est un tenseur du premier ordre (un scalaire) dans un milieu d'électrique isotrope et un tenseur du deuxième ordre (c'est-à-dire de la forme d'une matrice 3×3) dans un milieu anisotrope [42]. Les cristaux liquides dans la phase nématique sont anisotropes. Si l'axe optique (parallèle au directeur) du cristal liquide est orienté dans le plan xy et le vecteur \vec{k} de l'onde incidente est parallèle à l'axe y (figure III.2), le tenseur d'électrique.

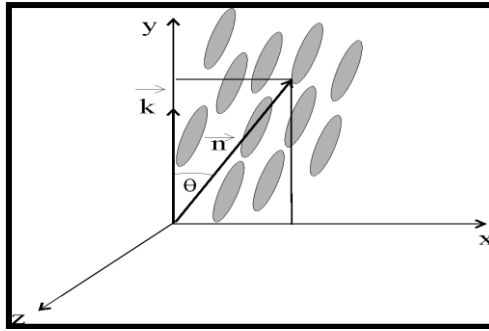


Fig. III.3: Orientation des molécules d'un cristal liquide dans une base telle que le directeur \vec{n} des cristaux liquides est orienté dans le plan (x, y) et le vecteur de propagation \vec{k} est parallèle à l'axe y . [Orientation of molécules of a liquid crystal in a chosen référence system. The director \vec{n} lies in the (x, y) plane and the propagation vector \vec{k} is parallel to y axis.]

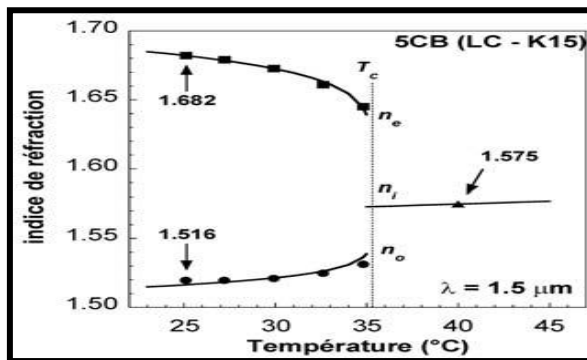


Fig. III.4: Indice de réfraction ordinaire (n_o) et extraordinaire (n_e) du cristal liquide 5CB en fonction de la température à la longueur d'onde $\lambda = 1.5\mu\text{m}$. A la température T_c le cristal liquide passe de la phase nématique à la phase isotrope. L'indice de réfraction (n_i) de la phase isotrope augmente légèrement linéairement avec la température.

S'écrit sous la forme [43,44] :

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_0 + \Delta\epsilon \sin^2 \theta & \Delta\epsilon \sin \theta \cos \theta \\ 0 & \Delta\epsilon \sin \theta \cos \theta & \epsilon_0 + \Delta\epsilon \cos^2 \theta \end{pmatrix}$$

Où θ est l'angle du directeur avec l'axe y (figure 6.7) et $\Delta\epsilon = \epsilon_e - \epsilon_o$. La biréfringence des cristaux liquides d'épand de la température. Si l'on augmente la température dans la phase nématique, la valeur de l'indice de réfraction ordinaire augmente, par contre, la valeur de l'indice de réfraction extraordinaire diminue. Les deux valeurs se rapprochent

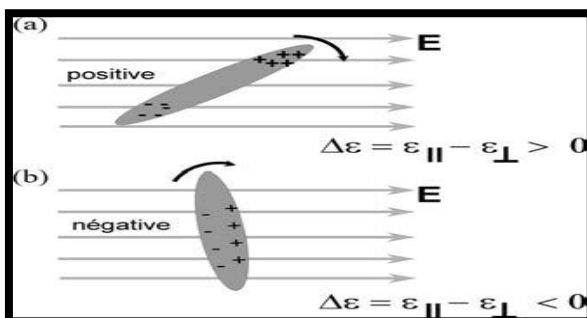


Fig. III.5: Schéma de l'anisotropie positive (a) et néergative (b) d'un cristal liquide dans un champ électrique. Jusqu'à la température de transition nématique - isotrope T_c (point clair).

A cette température, le cristal liquide entre dans la phase isotrope et se comporte comme un liquide normal *Fig. III.5(a)* et *Fig. III.5(b)*. La biréfringence disparaît.

III.2.3. Propriétés électroniques des cristaux liquides :

Les molécules des cristaux liquides thermo tropes possèdent des dipôles permanents. Pour cette raison, il est possible de contrôler la direction du directeur des molécules avec un champ électrique externe. Le contrôle de l'orientation du directeur des molécules permet de contrôler l'indice de réfraction du cristal liquide.

Ce phénomène est utilisé dans les écrans plats [47]. On parle de biréfringence induite. Si les molécules portent un dipôle longitudinal, la polarisation induite par le champ électrique dans la direction du directeur est forte. Les molécules tendent à s'aligner dans la direction du champ électrique. On parle d'anisotropie positive ($\Delta\epsilon > 0$). Si le dipôle est transverse, la polarisation induite par le champ électrique perpendiculaire dans la direction du directeur est forte. Les molécules tendent à s'aligner perpendiculairement au champ électrique appliqué et l'anisotropie est dite négative ($\Delta\epsilon < 0$).

III.2.4. Choix du cristal liquide :

Le choix du cristal liquide pour l'infiltration a été effectué en faisant les considérations suivantes :

- Comme le cristal liquide est chauffé au-dessus de T_c pendant le processus d'infiltration, la composition du cristal liquide doit être stable à cette température. Comme la plupart des cristaux liquides thermo tropes sont des mélanges eutectiques [47], il faut s'assurer que certains composants du mélange ne se volatilisent pas pendant le processus d'infiltration ce qui modifierait la composition des cristaux liquides infiltrés et leurs propriétés optiques.
- Il est nécessaire que l'angle de contact du cristal liquide sur la surface de l'échantillon soit le plus faible possible et en tout cas nettement inférieur à 90° , pour que les cristaux liquides puissent entrer dans les trous par capillarité [48].

Il est préférable que la phase nématique existe à la température ambiante, surtout si l'on veut accorder la réponse optique avec un champ électrique externe. De plus, il faut s'assurer que la phase nématique existe dans un intervalle de température assez grand pour éviter que des fluctuations de température ne changent la phase du cristal liquide pendant l'expérience.

- Si l'on veut accorder la réponse optique avec la température il est aussi préférable que la température de transition nématique-isotrope ne soit pas trop élevée.
- Pour des raisons de simplicité, il était d'abord préférable d'utiliser des cristaux liquides nématiques.

Pour nos expériences, nous avons d'abord considéré deux types de cristaux liquides :

Le cristal liquide E7 (entreprise Merck) et 5CB (ou K15 de l'entreprise Merck). Les deux cristaux liquides sont utilisés très souvent dans la littérature et leurs propriétés optiques sont bien connues. Le cristal liquide E7 est un mélange eutectique de 4 molécules différents (une molécule du type cyanoterphenyl et plusieurs molécules du type cyanobiphenyl ; **Fig. III.6(a)**). La température de transition nématique-isotrope est $T_c = 63^\circ\text{C}$. A $\lambda \approx 1.5$

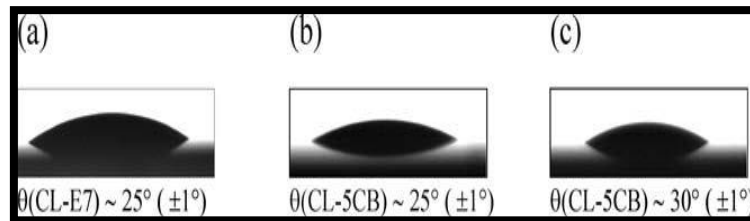


Fig. III.6 : Angle de contact du cristal liquide E7 sur une surface GaAs (a) et du cristal liquide 5CB sur une surface GaAs (b) et InP (c)

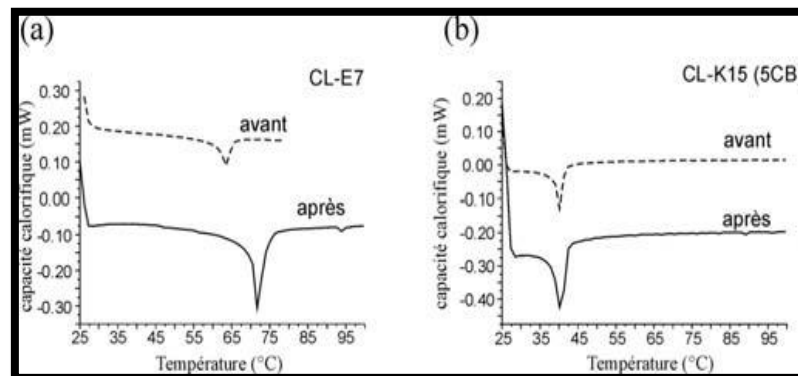


Fig. III.7: Mesure de la capacité calorifique des cristaux liquides E7 (a) et 5CB (b). Les courbes pointillées (noires) sont mesurées avant (après) le chauffage des cristaux liquides à $T = 110^\circ\text{C}$ sous une pression de $P = 10^{-6}$ mbar.

Un l'indice de réfraction ordinaire est $n_o = 1.48$, l'indice de réfraction extraordinaire est $n_e = 1.72$ et l'indice de réfraction de la phase isotrope est $n_i = 1.54$ [49]. L'angle de contact sur une surface GaAs est $\theta = 25 \pm 1^\circ$ **Fig. III.7 (a)**.

Le cristal liquide 5CB est composé d'une seule molécule (4-cyano-4'-pentylbiphenyl ; **Fig. III.7 (b)**). La température de transition nématique-isotrope est $T_c = 35.1^\circ\text{C}$. A $\lambda = 1.5\mu\text{m}$, l'indice de réfraction ordinaire est $n_o = 1.516$, l'indice de réfraction extraordinaire est $n_e = 1.682$ et l'indice de réfraction de la phase isotrope $n_i = 1.575$ [49]. L'angle de contact sur une surface GaAs est $\theta = 25 \pm 1^\circ$ et $\theta = 30^\circ \pm 1^\circ$ sur une surface \pm InP (**Fig. III.78(b)(c)**).

La stabilité thermique des deux cristaux liquides a été testée par une mesure calorimétrique différentielle [48]. Nous avons d'abord mesuré la capacité calorifique des cristaux liquides (courbes pointillées **Fig. III.7 (a) et (b)**) ; les cristaux liquides ont été chauffés à $T = 110^\circ\text{C}$ sous une pression de 106 mbar, c'est-à-dire sous les mêmes conditions que lors du processus d'infiltration, et la capacité calorifique a été remesurée (courbes noires **Fig. III.9 (a) et (b)**). Les pics observés sur les courbes correspondent à la transition nématique-isotrope.

Pour le cristal liquide E7, la position du pic de la transition n'nématique-isotrope a augmenté d'environ 10°C. Cette différence est probablement due à l'évaporation sélective de certaines molécules de ce mélange eutectique. Ceci rend l'analyse des résultats après infiltration délicate car l'indice de réfraction ordinaire et extraordinaire ne sont plus connus. Un soin supplémentaire doit être apporté lors de l'infiltration pour assurer la stabilité de la composition du mélange final. Cette difficulté n'existe pas avec le cristal liquide 5CB qui n'est pas un mélange eutectique.

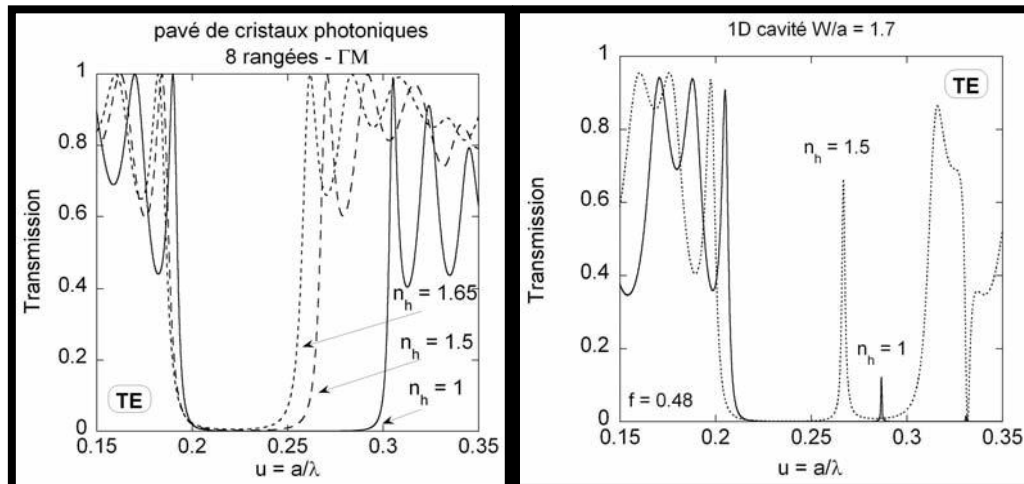


Fig. III.10: Simulations par FDTD-2D (sans pertes) de la transmission (a) d'un pavé de cristaux Photoniques (8 rangées en direction ΓM , polarisation TE, facteur de remplissage $f = 0.35$) et (b) d'une cavityte Fabry-Pérot ($W/a = 1.7$, $f = 0.48$) avec des indices de réfraction de trous Différents. L'indice de réfraction du semiconducteur pour tous les calculs est $n_s = 3.24$.

La cristal liquide 5CB qui n'est pas un mélange eutectique.

III.3. CONCLUSION :

En conclusion, le cristal liquide 5CB est mieux adapté au processus d'infiltration des cristaux photoniques parce qu'il est plus stable thermiquement et c'est celui qui sera utilisé par la suite.

Chapitre

IV

Résultats et Interprétations

IV.1. Introduction :

Les cristaux photoniques sont des matériaux diélectriques périodiques, capables de contrôler la propagation des ondes électromagnétiques à travers le matériau.

Les modes autorisés ont un rapport de transmission élevé cependant cette transmission est nulle dans la bande photonique interdite. Les cristaux photoniques unidimensionnels sont composés d'empilements de couches diélectriques et magnétiques.

Les applications des cristaux photoniques dépendent des défauts de la structure du cristal photonique. L'existence du défaut dans le cristal photonique conduit à l'apparition de modes autorisés dans l'intervalle de bande photonique obtenu. En changeant les paramètres géométriques ou la constante diélectrique on peut contrôler les modes autorisés. Avons employée dans notre travail à savoir : le logiciel Rsoft CAD.

Une structure a cristaux photonique 1D de défaut de cristal liquide nématique (NLC) sont exploité. Dans la première partie de ce travail, nous avons démontré la présence de bande interdite photonique dans les cristaux photoniques 1D, composé de SiO_2 et TiO_2 . Dans la deuxième partie, nous avons étudié les effets des paramètres géométriques (l'épaisseur de défaut) et l'angle d'rotation de NLC sur les variations de la cavité.

IV.1. Présentation du logiciel Rsoft CAD :

Rsoft CAD est le programme de contrôle principal d'une série de module de simulation qui sont sous licence séparément se Rsoft.ces modules de simulation sont : BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD, FemSIM, ModePROP et celui que nous avons utilisé DiffractMOD.

IV.1.1. Le simulateur « DiffractMOD » :

DiffractMOD est un outil de conception et de simulation pour les structures optiques diffractifs tels que des éléments de diffraction optiques, structures périodiques, et des cristaux photoniques de bande interdite. Il est basé sur la technique d'analyse d'onde couplée rigoureuse (RCWA) qui a été mis en œuvre en utilisant des algorithmes avancés, y compris la Transformation de Fourier Rapide (FFT) et généralisée formulation de ligne de transmission. Déjà leader du marché, l'outil a des applications étendues dans un large éventail de domaines, y compris la fabrication de semi-conducteurs et l'optique ondulatoire.

La méthode RCWA utilise le concept d'une cellule de l'unité pour gérer des structures périodiques à la fois 1D, 2D et 3D [50]. Les applications typiques incluent les éléments optiques diffractifs (DOE), structures photoniques à bande interdite, filtres de longueur d'onde, métrologie optique, nano-lithographie, dispositifs sensibles à la polarisation, revêtements diélectriques artificiels, systèmes photovoltaïques, affichages 3D, interconnexions optiques, stockage de données optiques, spectroscopie, réseaux de microlentilles et division, combinaison et mise en forme de faisceau [Roft].

IV.2. Conception de la structure :

Dans la présente partie, la structure de bande du cristal photonique 1D sera représentée la bande passante photonique existe. Se compose de SiO₂ et TiO₂. En outre, l'utilisation de ce type de cristaux photoniques 1D dans différentes applications sera représentée et discutée également.

IV.2.1. SiO₂/TiO₂(1DPC) :

Un cristal photonique 1D se compose de couches périodiques de SiO₂/TiO₂ avec 9 cellules unitaires, c'est-à-dire sous forme de (SiO₂/TiO₂)₉, comme le montre la figure IV.1.

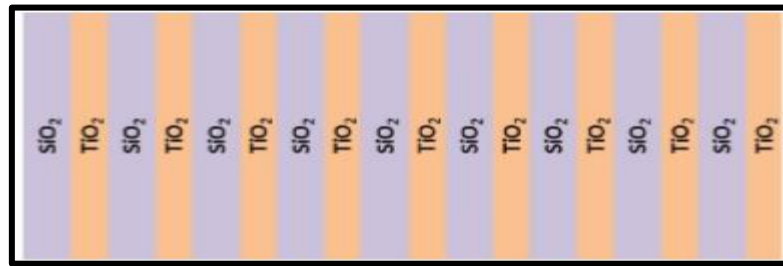


Figure IV.1 : 1D cristal photonique de séquence (SiO₂/TiO₂)₉.

Les épaisseurs des couches SiO₂ et TiO₂ sont supposées être respectivement de 200 nm et 100 nm. Les indices de réfraction n et la constante diélectrique ε des deux couches SiO₂ et TiO₂ ont été obtenus à l'aide de la formule d'équation exponentielle à double terme [51] :

$$n_{\text{SiO}_2} = 0,2279e^{-0,07217\lambda} + 1,462e^{-8,47 \times 10^{-6}\lambda}, \quad \epsilon_{\text{SiO}_2} = 2,09$$

$$n_{\text{TiO}_2} = 21,25e^{-0,009839\lambda} + 2,632e^{-5,716 \times 10^{-5}\lambda}, \quad \epsilon_{\text{TiO}_2} = 5,9745$$

Où λ est la longueur d'onde en nm. En utilisant la méthode de l'expansion d'onde plane (PWE), la structure de bande du cristal photonique 1D étudié est calculée et elle est montrée à la **Figure IV.3**.

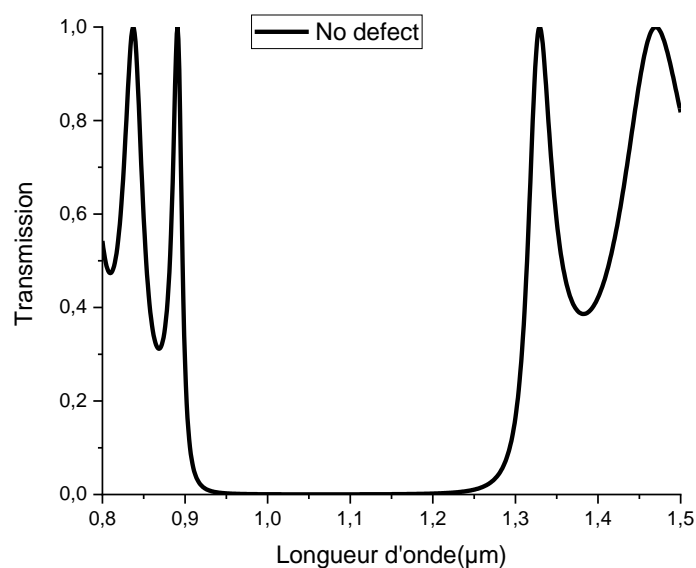


Figure IV.2 : Courbe du spectre de transmission de (SiO₂/TiO₂)₉, cristal photonique 1D.

L'écart de bande photonique du cristal photonique SiO₂/TiO₂ peut être obtenu à partir de la transmission calculée et comme le montre la Figure IV.3 ; Il y a une région avec zéro transmission en Fig. (IV.3) qui est dans la gamme des longueurs d'onde de 898 nm à 1331 nm, et il a une largeur d'intervalle de bande photonique de $\Delta\lambda_{\text{gap}}=433$ nm.

IV.2.2. Couche de défaut GaN dans SiO₂/TiO₂ 1DPC :

Un autre couche diélectrique GaN remplace le couche SiO₂ ou TiO₂ dans différents ordres à travers le tableau de (SiO₂/TiO₂)₉ et il remplace les 3^{ème}, 5^{ème}, et 7^{ème} ordre individuellement comme indiqué sur la Fig. (IV.4). L'indice de réfraction n et la constante diélectrique e du GaN sont donnés par la formule d'équation exponentielle à double terme [51] :

$$n_{\text{GaN}} = 49,08e^{-0.01304\lambda} + 2.457e^{-5.566 \times 10^{-5}\lambda}, \quad \epsilon_{\text{GaN}} = 5.1873$$

Les figures (IV.4) et (IV.5) concernant le cristal photonique défectueux présentent des changements dans les spectres de transmission. Le remplacement de SiO₂ ou TiO₂ couches par couche de GaN dans les ordre 3^{ème}, 5^{ème}, et 7^{ème} dans la séquence (AB)₉ révèle que l'ordre de la couche de GaN diélectrique de défaut affecte la transmission. Dans le cas du remplacement de vSiO₂by GaN, la largeur de bande passe à 470, 505 et 489 nm pour 3^{ème}, 5^{ème}, et 7^{ème} respectivement. Il est à noter que la largeur de bande maximale est observée lorsque la couche défectueuse apparaît dans la couche 5.

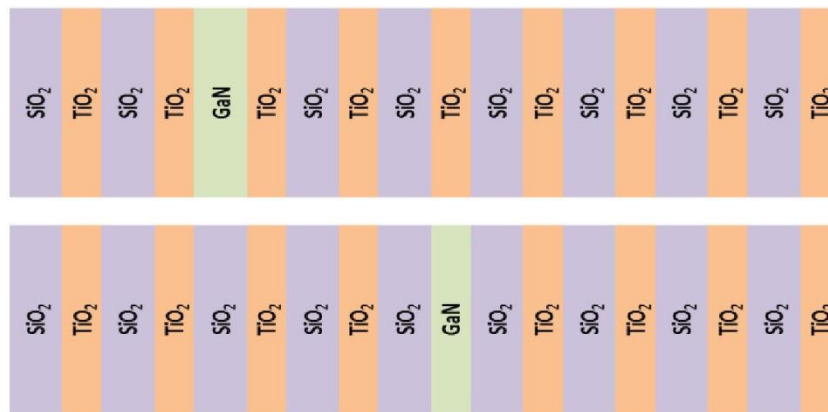


Figure IV.3 : Couches de cristaux photoniques 1D défectueuses avec remplacement SiO₂, couche ou TiO₂couche par couche de GaN diélectrique différente.

➤ **Dans le cas SiO₂ :**

Dans le cas du remplacement d'une couche SiO₂ par une couche GaN :

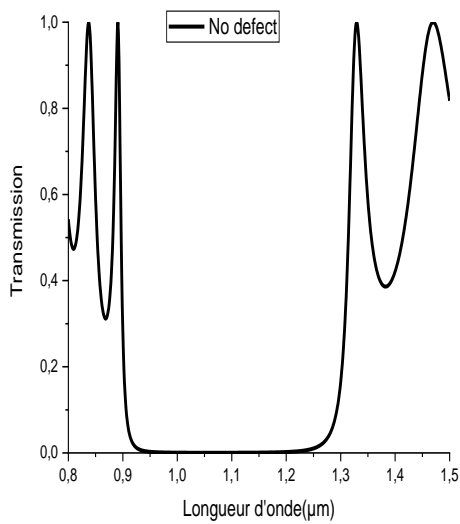


Figure IV.4(a) : Courbe de transmission du cristal photonique 1D no defect dans le cas TiO

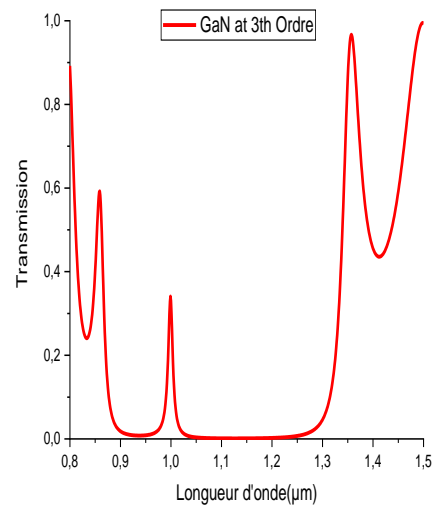


Figure IV.4(b) : Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux dans 3ème couche pour remplacer la couche SiO₂ par la couche GaN

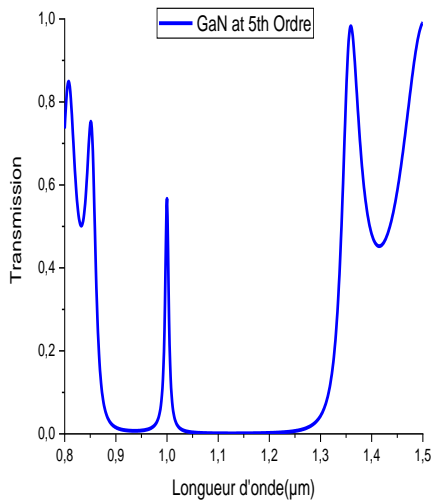


Figure IV.4(c) : Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux dans 5ème couche pour remplacer la couche SiO₂ par la couche GaN

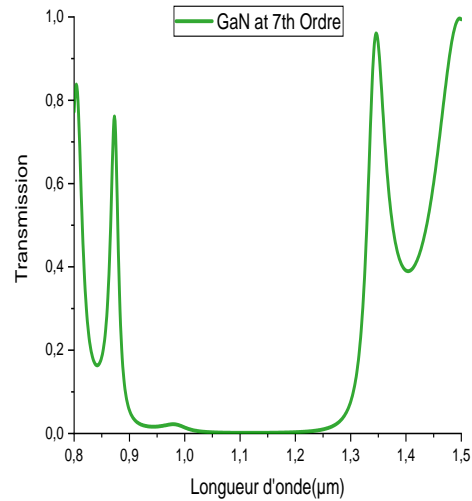


Figure IV.4(d) : Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux dans 7ème couche pour remplacer la couche SiO₂ par la couche GaN

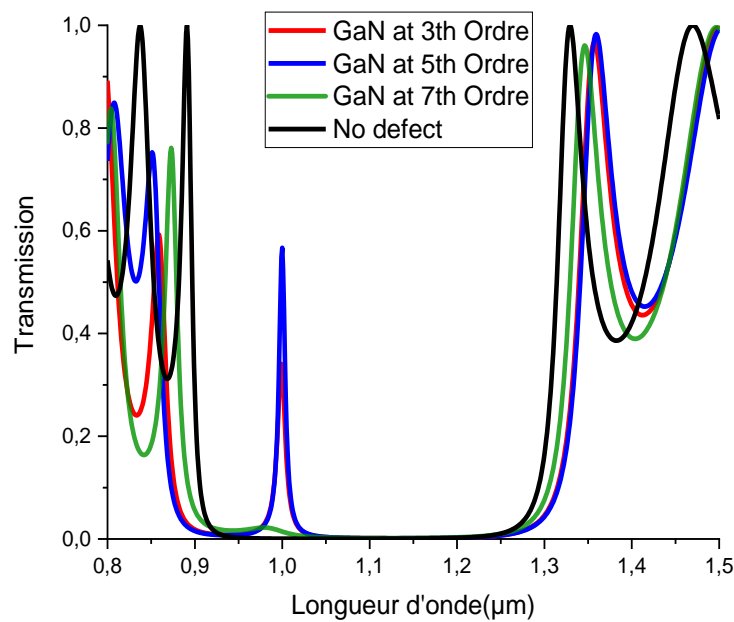


Figure IV.5 : Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux dans 3^{ème}, 5^{ème}, et 7^{ème} couche pour remplacer la couche SiO₂ par la couche GaN.

La modification de la largeur des intervalles de bande observée à la fig. (IV.5) rend les extrémités de ces bandes décalées de forme plus larges que dans le cas de la couche non décalée où l'extrémité droite a été plus fortement décalée vers la région IR (décalage rouge) et l'extrémité gauche de l'intervalle de bande a été faiblement décalée vers la région visible (décalage bleu) de la courbe de spectre.

➤ **Dans le cas TiO₂**

Dans le cas du remplacement d'une couche TiO₂ par une couche GaN :

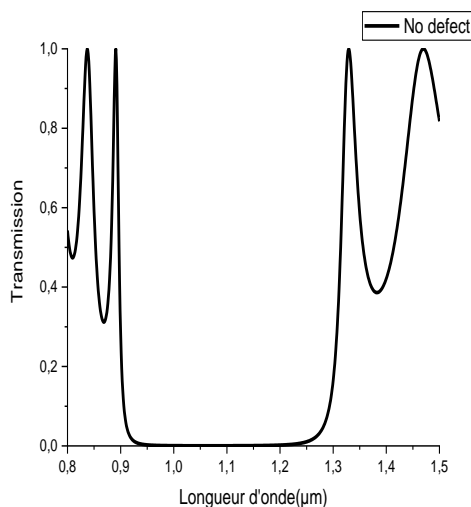


Figure IV.6(a) : Courbe de transmission du cristal photonique 1D no defect dans le cas TiO

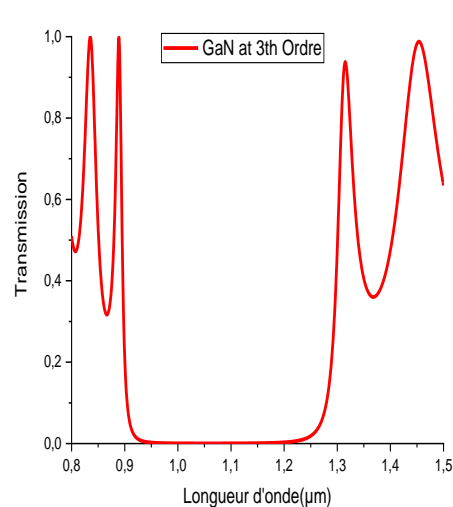


Figure IV.6(b) : Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux dans 3^{ème} couche pour remplacer la couche SiO₂ par la couche GaN

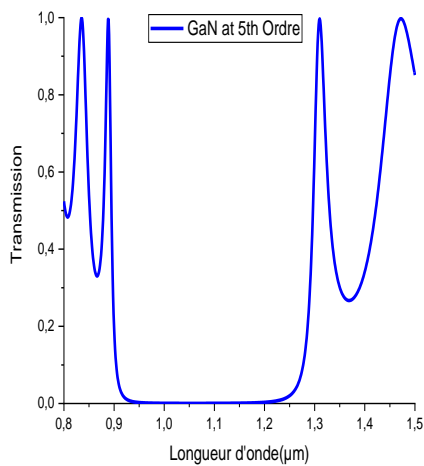


Figure IV.6(c) : Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux dans 5ème couche pour remplacer la couche SiO₂ par la couche GaN

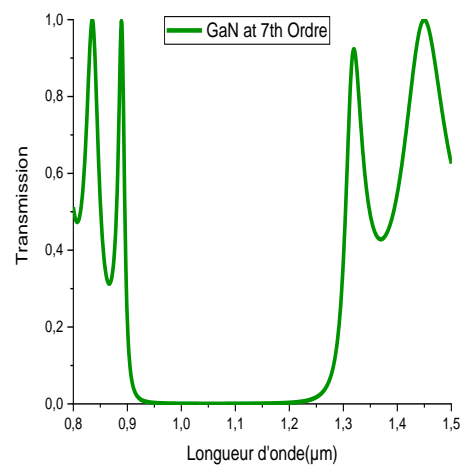


Figure IV.6(d) : Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux dans 7ème couche pour remplacer la couche SiO₂ par la couche GaN

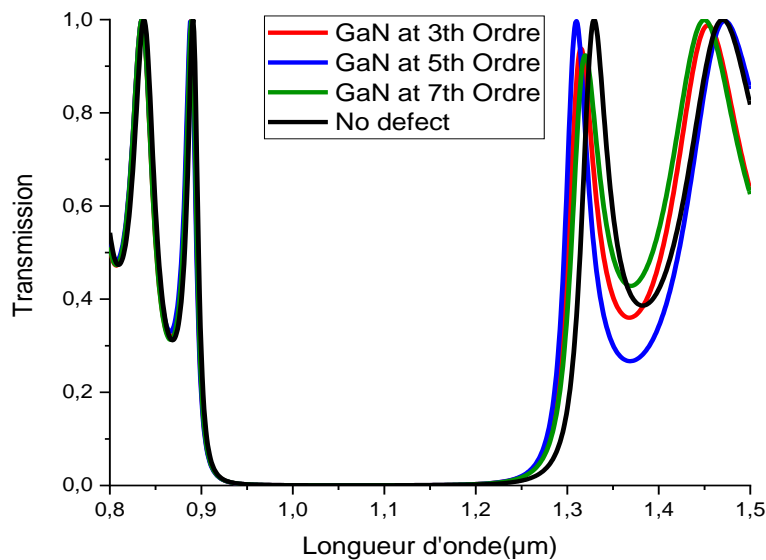


Figure IV.7 : Courbe de transmission du cristal photonique 1D défectueux en 3^{ème}, 5^{ème}, et 7^{ème} couches pour remplacer la couche TiO₂ par la couche GaN.

Dans le cas du remplacement d'une couche TiO₂ par une couche GaN dans les mêmes ordres de couches que précédemment, la largeur de bande devient plus petite lorsqu'elle a des valeurs de 427, 420 et 424 nm pour les 3^{ème}, 5^{ème}, et 7^{ème} couche, respectivement, et toutes ces valeurs sont plus petites que dans le cas d'un cristal photonique 1D non sélectionné. En outre, la plus petite largeur de l'intervalle de bande est observée à la couche 5^{ème} défectueuse dans la séquence de cristal photonique 1D, aucune transmission maximale n'a été créée dans cette photonique bande passante, et c'est parce que la différence dans les valeurs de la constante diélectrique de TiO₂, et des couches de GaN est plus petite que dans le cas entre SiO₂. Les extrémités de cet intervalle de bande photonique sont décalées vers la région visible (décalage bleu) et ceci est montré sur la Fig. (IV.6).

IV.2.3. Application de la couche défectueuse 1DPC :

IV.2.3.1. Nématique Liquide Crystal (NLC) dans SiO₂/TiO₂ 1DPC :

IV.2.3.1.1. Considérations relatives à la conception :

La figure (IV.8) montre un diagramme schématique du cristal photonique 1D étudié, constitué de multicouches périodiques sous la forme de (AB)(BA)_s(LC)(AB)_s(BA), où A-SiO₂, B-TiO₂.

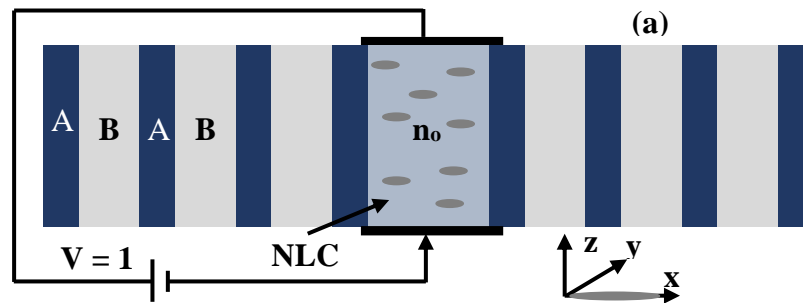


Figure IV.8 : diagramme schématique du cristal photonique 1D étudié de multicouches périodiques sous la forme de (AB)(BA)_s(LC)(AB)_s(BA).

La conception suggérée comporte une couche centrale NLC de type E7. La l'indice de réfraction ordinaire n_o et l'indice de réfraction extraordinaire n du NLC sont obtenus à partir de l'équation de Cauchy suivante [51] :

$$\epsilon = \begin{bmatrix} n_e^2 \cos^2 \phi + n_o^2 \sin^2 \phi & 0 & (n_e^2 - n_o^2) \sin \phi \cos \phi \\ 0 & n_e^2 & 0 \\ (n_e^2 - n_o^2) \sin \phi \cos \phi & 0 & n_o^2 \cos^2 \phi + n_e^2 \sin^2 \phi \end{bmatrix}$$

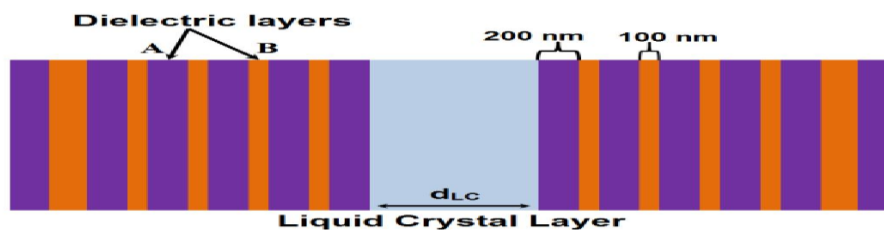


Figure IV.9 : Coupe transversale de la structure photonique 1D proposée avec NLC défaut central.

Où ϕ est l'angle de rotation du directeur des molécules du NLC comme indiqué sur la Fig. (IV.7). Dans cette application, les épaisseurs des couches diélectriques A (SiO₂) et B (TiO₂) sont fixées respectivement à 200 nm et 100 nm. De plus, l'épaisseur de la couche NLC est d'abord considérée comme 1 μ m. D'après les spectres de transmission indiqués sur la figure (4-14), la conception proposée présente des bandes passantes étroites de 3 nm et de 2 nm à N=5 autour de $\lambda=1038$ nm et $\lambda=1109$ à $\phi =0$ et 90° , respectivement.

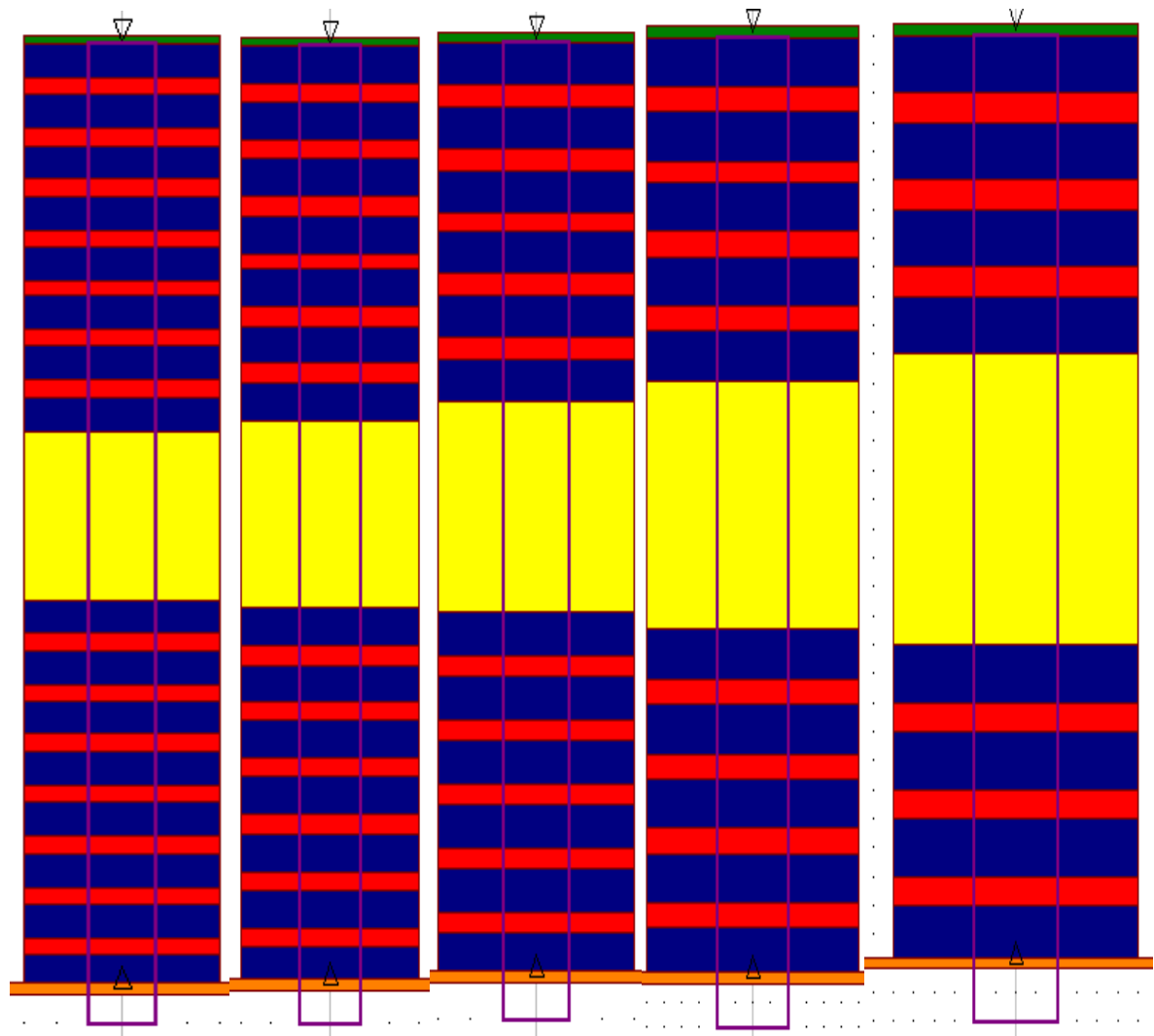


Figure IV.10(a) Figure IV.10(b) Figure IV.10(c) Figure IV.10(d) Figure IV.10(e) :

- ⇒ **Figure IV.10(a)** : Structure $(AB)(BA)_3LC(BA)(AB)_3$
- ⇒ **Figure IV.10(b)** : Structure $(AB)(BA)_4LC(BA)(AB)_4$
- ⇒ **Figure IV.10(c)** : Structure $(AB)(BA)_5LC(BA)(AB)_5$
- ⇒ **Figure IV.10(d)** : Structure $(AB)(BA)_6LC(BA)(AB)_6$
- ⇒ **Figure IV.10(e)** : Structure $(AB)(BA)_7LC(BA)(AB)_7$

⇒ Pour $\varphi = 90^\circ$:

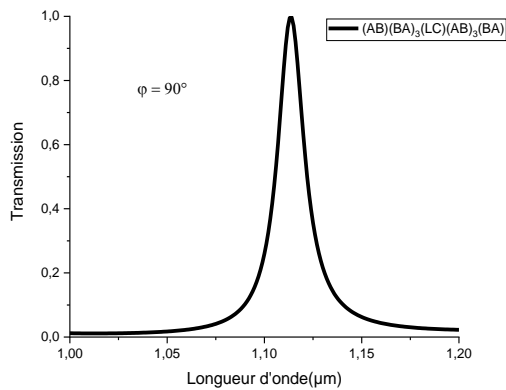


Figure IV.11(a) Transmission en fonction de la longueur d'onde du mode de défaut TM à couche périodique $(AB)(BA)_3LC(BA)(AB)_3$ à $\varphi = 90^\circ$ à $T=26^\circ C$ et $dlc=1\mu m$

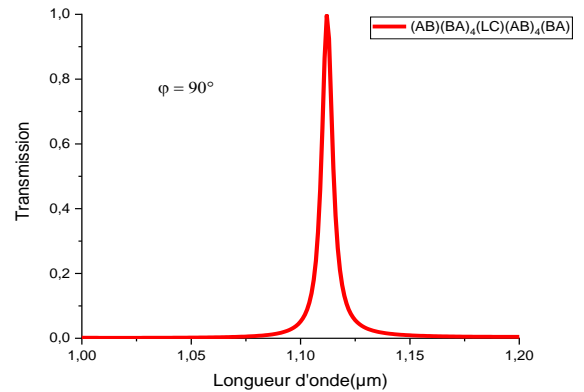


Figure IV.11(b) Transmission en fonction de la longueur d'onde du mode de défaut TM à couche périodique $(AB)(BA)_4LC(BA)(AB)_4$ à $\varphi = 90^\circ$ à $T=26^\circ C$ et $dlc=1\mu m$

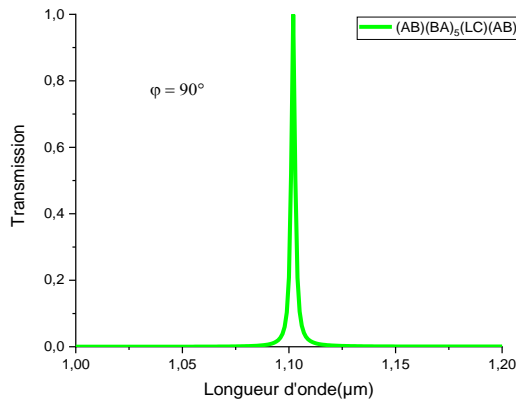


Figure IV.11(c) Transmission en fonction de la longueur d'onde du mode de défaut TM à couche périodique $(AB)(BA)_5LC(BA)(AB)_5$ à $\varphi = 90^\circ$ à $T=26^\circ C$ et $dlc=1\mu m$

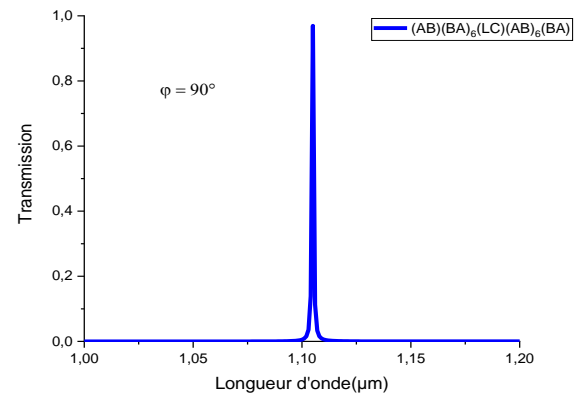


Figure IV.11(d) Transmission en fonction de la longueur d'onde du mode de défaut TM à couche périodique $(AB)(BA)_6LC(BA)(AB)_6$ à $\varphi = 90^\circ$ à $T=26^\circ C$ et $dlc=1\mu m$

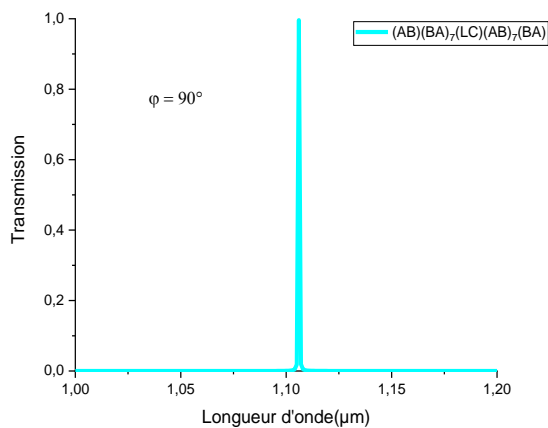


Figure IV.11(e) Transmission en fonction de la longueur d'onde du mode de défaut TM à couche périodique $(AB)(BA)_7LC(BA)(AB)_7$ à $\varphi = 90^\circ$ à $T=26^\circ C$ et $dlc=1\mu m$

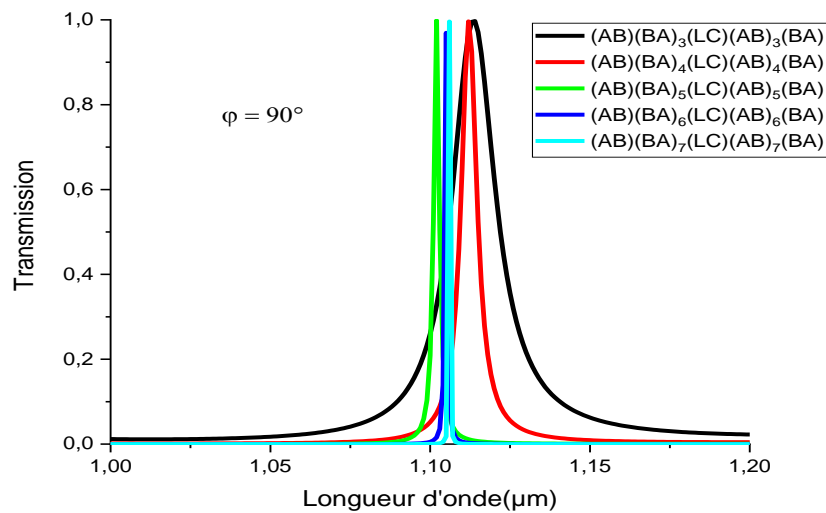


Figure IV.12 : Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à différents nombres de couche périodique à $\varphi = 90^\circ$ à $T=26^\circ\text{C}$ et $dlc=1\mu\text{m}$.

⇒ Pour $\varphi = 0$:

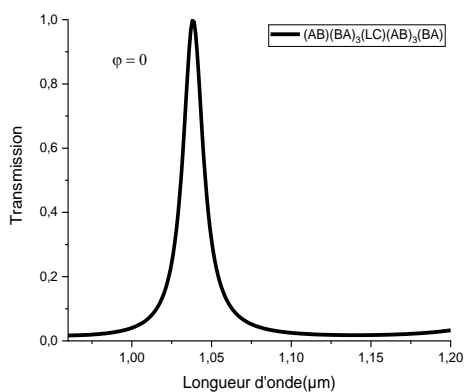


Figure IV.13(a) Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique $(AB)(BA)3LC(BA)(AB)3$ à $\varphi = 0$ à $T=26^\circ\text{C}$ et $dlc=1\mu\text{m}$

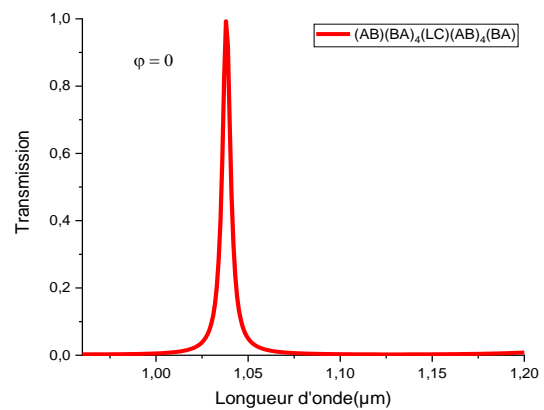


Figure IV.13(b) Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique $(AB)(BA)4LC(BA)(AB)4$ à $\varphi = 0$ à $T=26^\circ\text{C}$ et $dlc=1\mu\text{m}$

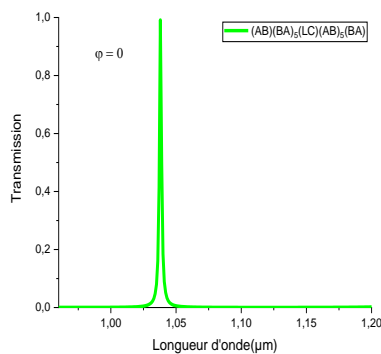


Figure IV.13(c) Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique $(AB)(BA)5LC(BA)(AB)5$ à $\varphi = 0$ à $T=26^\circ\text{C}$ et $dlc=1\mu\text{m}$

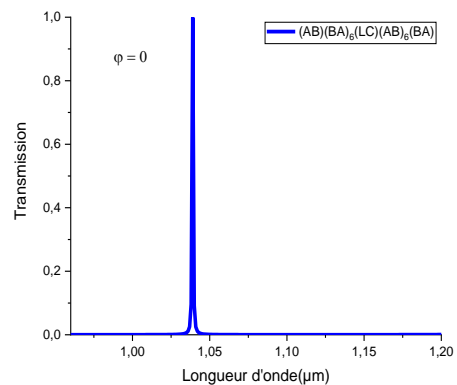


Figure IV.13(d) Transmission en fonction de la longueur d’onde du mode de défaut TM à couche périodique $(AB)(BA)6LC(BA)(AB)6$ à $\varphi = 0$ à $T=26^\circ\text{C}$ et $dlc=1\mu\text{m}$

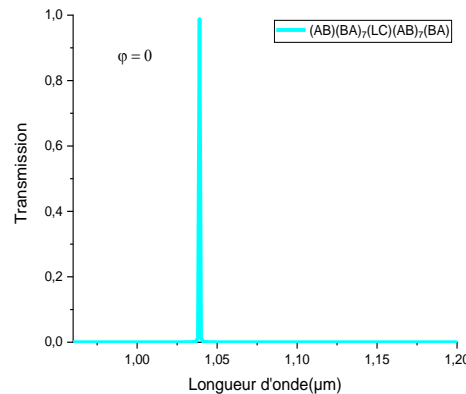


Figure IV.13(e) Transmission en fonction de la longueur d'onde du mode de défaut TM à couche périodique (AB)(BA)₇LC(BA)(AB)₇ à $\varphi = 0^\circ$ à $T=26^\circ\text{C}$ et $d_{lc}=1\mu\text{m}$

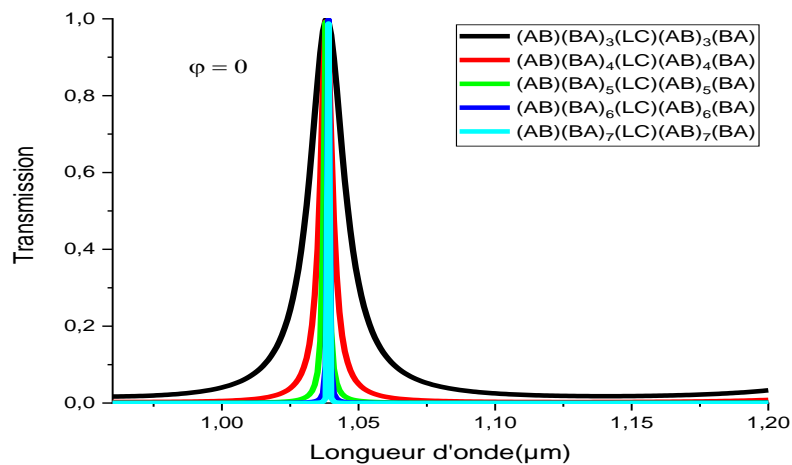


Figure IV.14 : Transmission en fonction de la longueur d'onde du mode de défaut TM à différents nombres de couches périodiques à (a) $\varphi = 0$.

Par conséquent, les facteurs de haute qualité correspondants de 346,3 et 547,5 ont été atteints $\varphi=0$ et $\varphi=90^\circ$, respectivement. Par conséquent, le nombre de cellules périodiques (BA) est pris comme 5 pour avoir un filtre compact hautement sélectif. Il convient également de noter que la séquence (AB)(BA)₅(LC)(AB)₅(BA) est choisie pour maximiser le facteur de qualité avec une transmission élevée. Si la séquence (BA)₅(LC) (AB)₅ est utilisée, un facteur de basse qualité de 137 est atteint à $\varphi=90^\circ$.

IV.2.3.1.2. L'effet des paramètres géométriques :

L'effet des paramètres géométriques structuraux sur la performance de la conception proposée a été étudié à l'aide de la méthode des éléments finis. Dans la structure de cristal photonique NLC d'1D étudiée...

a) Effet de l'angle de rotation φ :

L'effet de l'angle de rotation de la couche NLC sur les caractéristiques de transmission de la conception proposée est d'abord étudié. Cependant, les autres paramètres sont maintenus constantes à leurs valeurs initiales. La **Figure IV.15** montre les spectres de transmission du mode TM de la conception proposée.

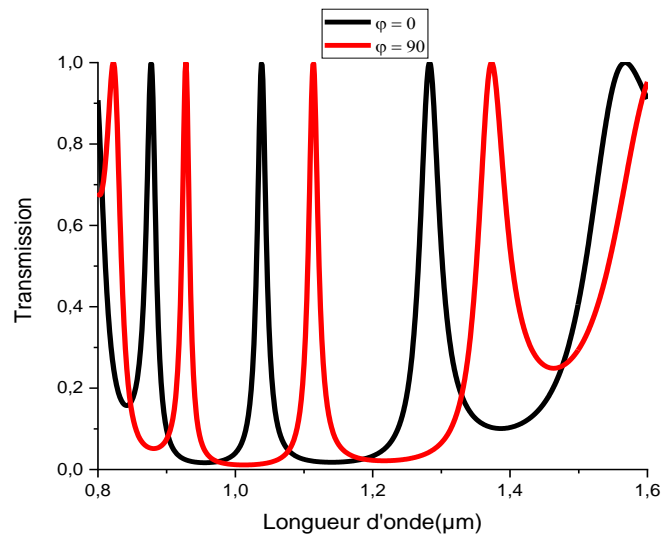


Figure IV.15 : Transmission en mode TM par le cristal photonique NLC 1D étudié à $T=26\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $d_{LC}= 1\mu\text{m}$.

À $\varphi = 0$, deux bandes passantes photoniques sont observées dans la gamme de longueurs d'onde comprise entre 892 nm et 1038 nm, et entre 1038 nm et 1255 nm. En appliquant un champ électrique externe sur la couche NLC comme indiqué sur la Fig. (4-16b), l'angle de rotation $\varphi = 90^{\circ}$ sera obtenu. Dans ce cas, les limites des deux bandes être comprise entre 935 nm et 1109 nm et entre 1109 nm et 1320 nm comme indiqué sur la Fig. (IV.9). La commutation entre ces modes de fonctionnement est due aux changements du tenseur de la permittivité NLC. $\varphi = 0$, $\epsilon_r = [n_e^2, n_o^2, n_o^2]$ alors qu'à $\varphi = 90^{\circ}$, $\epsilon_r = [n_o^2, n_e^2, n_o^2]$. Comme indiqué sur la Fig. (IV.6). La distribution régulière du champ électrique du mode TM illustrée aux figures (4-17) et (4-18) sur la longueur du cristal photonique peut confirmer le comportement des modes permis et interdit à angle de rotation $\varphi=0$ et 90° .

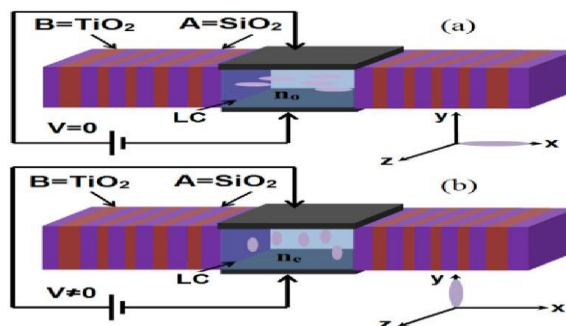


Figure IV.16 Le tracé 3D du cristal photonique d'identification suggéré à la (a) absence de champ électrique ($\varphi = 0$) et à la (b) présence d'un champ électrique ($\varphi = 90^{\circ}$).

b) Effet de l'épaisseur du cristal liquide :

Les modes autorisés à partir du cristal photonique NLC 1D étudié sont également affectés par l'épaisseur NLC.

⇒ Pour $\varphi = 90^\circ$

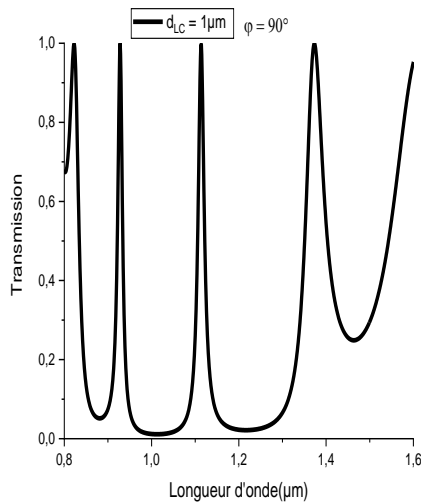


Figure IV.17(a) Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi = 90^\circ$, et $T = 26^\circ\text{C}$ et $d_{LC} = 1\mu\text{m}$

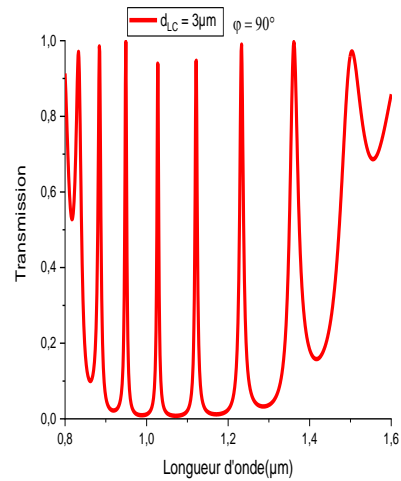


Figure IV.17(b) Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi = 90^\circ$, et $T = 26^\circ\text{C}$ et $d_{LC} = 3\mu\text{m}$

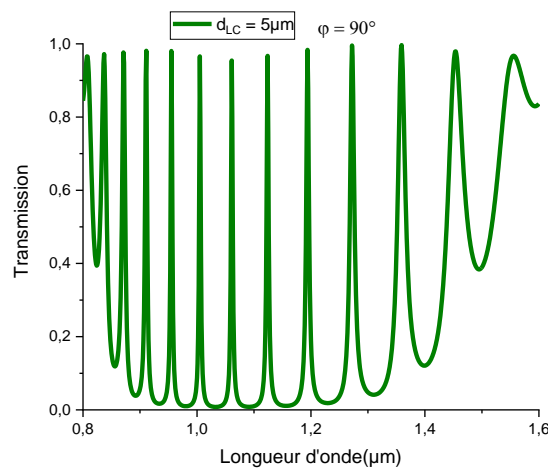


Figure IV.17(c) Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi = 90^\circ$, et $T = 26^\circ\text{C}$ et $d_{LC} = 5\mu\text{m}$

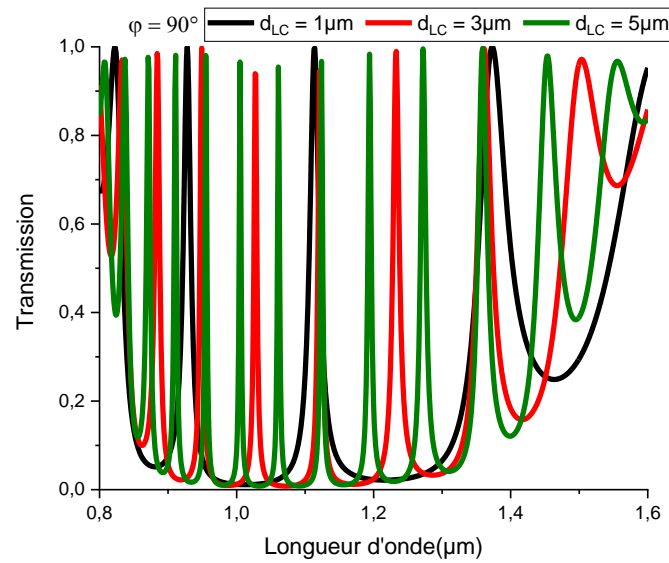


Figure IV.18 : Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission un mode TM a $\varphi = 90$ et $T=26^\circ\text{C}$.

\Rightarrow Pour $\varphi = 0$

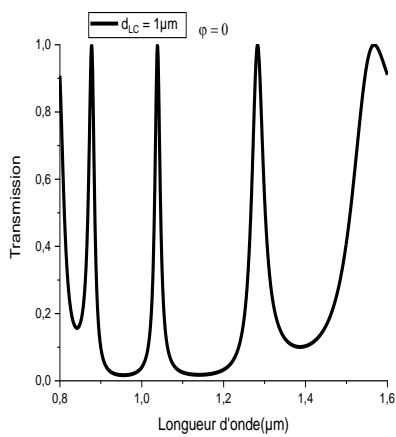


Figure IV.19(a) Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi=0$, et $T=26^\circ\text{C}$ et $d_{LC} = 1\mu\text{m}$

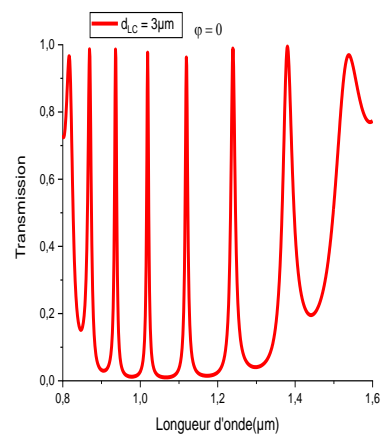


Figure IV.19(b) Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi=0$, et $T=26^\circ\text{C}$ et $d_{LC} = 3\mu\text{m}$

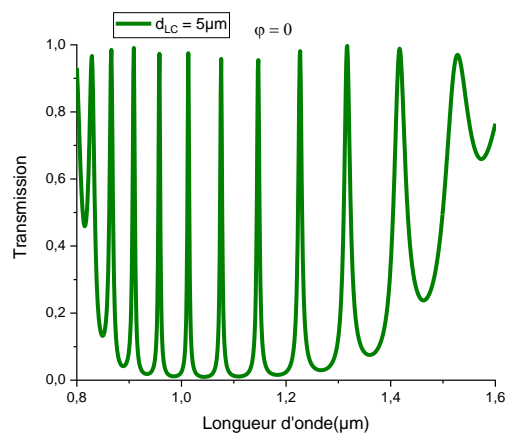


Figure IV.19(c) Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi=0$, et $T=26^\circ\text{C}$ et $d_{LC} = 5\mu\text{m}$

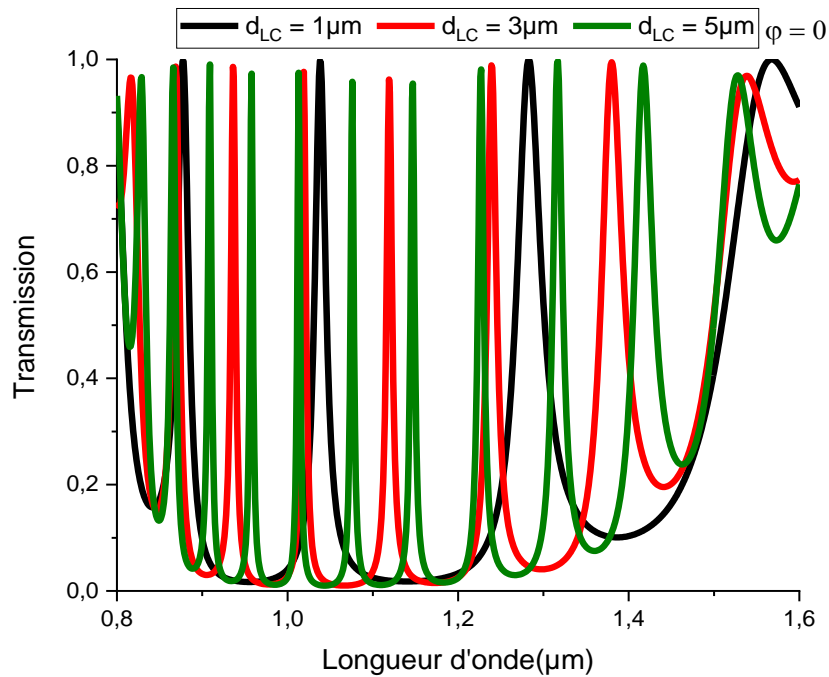


Figure IV.20 Effet de l'épaisseur du NLC sur la transmission en mode TM à $\varphi = 0$, et $T=26^{\circ}\text{C}$

Les figures (IV.20) et (IV.18) montrent le spectre de transmission du mode TM à différentes épaisseurs de NLC. On constate que le nombre de pics de transmission (modes autorisés) augmente avec l'augmentation de l'épaisseur NLC à $\varphi = 0$ et 90° . Les nouveaux modes autorisés générés ont une bande passante nette et étroite à $\varphi = 0$ et 90° qui pourrait être utile dans les applications de filtre optique.

IV.3. Conclusion

Une analyse de la bande interdite du CP 1D composé de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ a été présentée, l'utilisation de la simulation RCWA permet d'obtenir une prédiction théorique des changements de la structure de la bande interdite photonique par certaines modifications géométriques sur la structure NLC du CP 1D.

Nos résultats montrent que le nombre de couches, leurs épaisseurs et l'angle d'rotation ont une grande influence sur la position et la largeur de la bande interdite photonique. En modifiant l'indice de réfraction, on obtient un décalage de la bande interdite vers des valeurs plus élevées de la longueur d'onde à chaque augmentation de l'épaisseur de couches et l'inverse pour l'augmentation de l'angle d'rotation. Les résultats de la simulation sont une étape importante dans la réalisation et l'intégration des dispositifs à cristaux photoniques

Conclusion Générale

Conclusion générale

Les matériaux à bande interdite photonique des structures modifiant la propagation des ondes électromagnétiques. Il en existe 3 formes qui sont caractérisées par le nombre de directions de la périodicité de l'indice optique : Cristal photonique 1D (ou miroir de Bragg) ; cristal photonique 2D ; cristal photonique 3D.

Ce milieu périodique produit sur la propagation d'une onde électromagnétique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans les cristaux. Des bandes d'énergie interdites pour le champ électromagnétique apparaissent, interdisant la propagation de la lumière dans certaines directions et pour certaines énergies.

Le but de ce travail est l'étude de cristaux photoniques et plus particulièrement les cristaux photoniques unidimensionnels.

Les cristaux de photons unidimensionnels ne peuvent réfléchir que des photons avec une direction de propagation proche de l'empilement normal, la réalisation d'une matière périodique en deux ou trois dimensions (cristal photonique bidimensionnel ou tridimensionnel) permet de généraliser ce concept. Dans ce cas, la bande bloquée est obtenue en chevauchant les bandes bloquées unidimensionnelles de toutes les directions du plan et de l'espace cependant, contrairement au cas unidimensionnel où la bande interdite normale est présente quelles que soient les propriétés du cristal optique, l'ouverture de la bande interdite bidimensionnelle dépend sur plusieurs autres facteurs.

Nous avons évoqué leurs propriétés techniques ainsi que les différentes applications optiques que ces matériaux peuvent produire. Puis nous avons abordé les méthodes de modélisation numérique. Ces cristaux optiques sont très prometteurs pour réaliser des composants optiques plans compacts et originaux. Il représente une future plateforme très intéressante pour les optiques compactes miniatures, ces propriétés font des cristaux photoniques Intéressant pour de nombreuses applications en optique intégrée.

Nous avons théoriquement étudié la bande interdite optique de notre structure. Le cristal optique planaire unidimensionnel est constitué d'un matériau à faible indice de réfraction ($\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$). Malgré la faible variabilité d'indice de ces structures, nous avons démontré que des bandes de blocage photonique s'ouvraient à nos structures. Les propriétés de ces derniers sont fortement liées aux paramètres géométriques et physiques.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. Yablonovitch, « Photonic band-gap crystals », *J. Phys: Condensed Matter*, Vol 5 N°16, pp. 2443-2460, (1993).
- [2] Wonjoo Suh, M. F. Yanik, Olav Solgaard, and Shanhui Fan, « Displacement-sensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs », *Appl.Phys. Lett*, Vol 82, N°13, pp 1999- 2001, (2003).
- [3] Ryad Bendoula, « biocapteur optique :sonde fibrée à cavité fabry-pérot intrinsèque et à couplage évanescent », thèse doctorat, 178 ,13 , (2006).
- [4] Dekhira Azzedine, «étude théorique et simulation des cristaux photoniques et leurs applications en chimie et biochimie », thèse magistère, 154 ,14 , (2010).
- [5] L. Rayleigh, «On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure», *Philosophical Magazine*, 24, 145–159, (1887).
- [6] V.P. Bykov, « Spontaneous emission in a periodic structure », *J. Exp. Theor. Phys*, 35, 269, (1972).
- [7] S.John, «Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices», *Phys. Rev. Lett*, 58, 2486–2489, (1987).
- [8] A.Genack and N.Garcia, «Observation of Photon localisation in a Three-Dimensional Disordered System », *Phys. Rev. Lett.*, 66 (16), 2064, (1991).
- [9] J.E.G.J.Wijnhoven and L.V.Willem, « preparation of photonic crystals made of air spheres in titania », *Science* 281,802-804 , (1998).
- [10] T.F. Krauss, R.M. De la Rue et S. Brand, « Two-dimensional photonic band gap structures operating at near-infrared wavelengths », *Nature* 383, 699-702, (1996).
- [11] J.E.G.J. Wijnhoven, L.V. Willem, «Preparation of photonic crystals made of air spheres in Titania», *Science* 281, 802–804 , (1998).
- [12] A. Blanco, E.Chomski, S.Grabtchak, et al. , «Large scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres», *Nature* 405, 437–440, (2000).
- [13] Laurent Oyhénart, « modélisation et caractérisation de cristaux photoniques tridimensionnels en vue d'applications à la compatibilité électromagnétique », thèse doctorat, 274 ,31-36, (2005).
- [14] D. Kossel, «Analogies between thin-film optics and electron-band theory of solids», *J.Opt.Soc. Am*, 56, 1434, (1966).
- [15] P. Yeh, A. Yariv, and C. S. Hong, « electromagnetic propagation in periodic stratified media.I. », General theory, *J. Opt. Soc. Am*, 67, 423, (1977).

- [16] C. Kittel, « Physique de l'état solide », Dunod, 15, (1998).
- [17] Y. Benachour, « Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire », Thèse de Doctorat n.8997, Université de Paris Sud XI, Orsay, (2008).
- [18] K. Sakoda, « Optical Properties of Photonic Crystals », Springer, Berlin, Springer Series in Optical Sciences, 80, 253, (2001).
- [19] T.E. Sale, « Vertical cavity surface emitting lasers », Research Studies Press, Taunton, Somerset, England, (1995).
- [20] B. Lombardet, « Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées », Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, (2005).
- [21] Laurent Oyhénart, « modélisation et caractérisation de cristaux photoniques tridimensionnels en vue d'applications à la compatibilité électromagnétique », thèse doctorat, 274, 37-43, (2005).
- [22] W. M. Robertson, « Experimental Measurement of the Effect of Termination on Surface Electromagnetic Waves in One-Dimensional Photonic Bandgap Arrays », J. Lightwave Tech, 17, 2013, (1999).
- [23] Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Win, « Photonic Crystal: Molding the Flow of Light », Princeton Univ, Press, (1995).
- [24] E. Yablonovitch, « Physical Review », Letters 58(20), 2059-2062, (1987).
- [25] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung. « Photonic band structure: The facecentered-cubic case employing nonspherical atoms. », Phys. Rev. Lett., 67, 2295 -2298, (1991).
- [26] G. Asch, « Les capteurs en instrumentation industrielle », Edition: 4, Publié par Dunod, (1993).
- [27] L.C. Clark and C. Lyons, « Electrode systems for continuous monitoring in cardiovascular surgery », Annals of New York Academy of Sciences., 29, (1962).
- [28] S.J. Updike and G.P. Hicks, « The Enzyme Electrode ». Nature, 214, 986, (1967).
- [29] G. Guilbault and J. Montalvo, « A Urea Specific Enzyme Electrode », Journal of the American Chemical Society, vol 91, 2164, (1969).
- [30] Guilbault and J. Montalvo, « An Improved Urea Specific Enzyme Electrode », Anal. Lett., vol 2, 283, (1969).
- [31] C. Tran-Minh, « Les biocapteurs. Principe, construction et applications », Paris, Masson, (1991).
- [32] E.A.H. Hall, Biosensors, « Open University Press », Buckingham, (1990).
- [33] N. Comtat and A. Bergel, « Biocapteur : rêve ou réalité industrielle », Biofutur vol 171, 33-36. (1997).
- [34] K. Ramanathan et B. Danielsson, « Principles and applications of thermal biosensor », Biosens and Bioelectron, vol 16, 417-423, 2001.

- [35] C. James. Weaver, Charles L. Cooney, «Tannenbaum. Experiments and calculations concerning a thermal enzyme probe », *Biochimica et Biophysical Acta (BBA) -Enzymology*, vol 452, 285–291, (1976).
- [36] B. Danielsson et L. Flygare, « Performance of a thermal of thermal biosensor in organic solvents », *Sens. Actuators B*, 523–527, (1990).
- [37] M. Rank et B. Danielsson, « Implentation of a thermal biosensor in a process environment : online monitoring of penicillin v in production-scale fermentations », *Bibliographie Biosens. and Bioelectron*, vol 7, 127–130, (1992).
- [38] K. Ramanathan, B. R. Jönsson et B. Danielsson, « Sol-gel based thermal biosensor for glucose » *Anal. Chim. Acta*, vol 427, 1–10, (2001).
- [39] P. Skladal, C. dos. Santos. Riccardi et H. Yamanaka, « Piezoelectric biosensors for realtime monitoring of hybridization and detection of hepatitis c virus. *Journal of Virological Methods* », vol 117, 145–151, (2004).
- [40] E. Uttenthaler, C. Köblinger et S. Drost, « Quartz crystal biosensor for the african swine fever disease », *Anal. Chim. Acta*, vol 362, 91–100, (1998).
- [41] M. Minunni, M. Mascini, R. M. Carter, M. B. Jacobs, G. J. Lubrano et G. G. Guilbault. « A quartz crystal microbalance displacement assay for listeria monocytogenes », *Anal. Chim. Acta*, vol 325, 169–174, (1996).
- [42] S. Tombelli, M. Mascini, C. Sacco et A. P. F. Turner, « A dna piezoelectric biosensor assay coupled with a polymerase chain reaction for bacterial toxicity determination in environmental samples » *Anal. Chim. Acta*, vol 418, 1–9, (2000).
- [43] A. Makower, J. Halamek, P. Skadal, F. Kernchen et F. W. Scheller, « New principle of direct real-time monitoring of the interaction of cholinesterase and its inhibitors by piezoelectric biosensors », *Biosen and Bioelectron.*, vol 18, 9–1337, (2003).
- [44] HU et K. W. J. Vogelhult, « Polymer catalyst transducers and their use in test kits for analytical methods (miles) », *European Patent Application EP 140322*, (1985).
- [45] G. A. Zhylyak, S. V. Dzyadevich, Y. I. Korpan, A. P. Soldakin et A. V. Elskaya, « Application of urease conductimetric biosensors for heavy metal ion determination », *Sens. Actuators B*, vol 24, 145–148, (1995).
46. W. H. Lin, C. J. Wu, T. J. Yang, S. J. Chang, *Optics Express*, 2010; 27155-27166: 18(26).
47. Y. T. Fang, and Z. C. Liang, *Optics Communications*, 2010; 2102-2108 : 283(10).
48. H. Butt, Q. Dai, and T. D. Wilkinson, and G. A. J. Amaratunga, *Progress In Electromagnetics Research*, 2011; 179-194: 113.
49. K. B. Thapa, P. P. Singh, N. Kumar, S. P. Ojha, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 2011; 786-791: 13(7).

50. J. Derbali F. Abdel-Malek, S. S. A. Obayya, H. Bouchriha, and R. Letizia, *Optical Quantum Electronics*, 2011; 463-472: 42.
51. S. Gutiérrez-López, A. Castellanos-Moreno, A. Corella-Madueño, *Optics Communications*, 2012; 2439-2444: 285(19).
52. S. Simsek, *International Journal of Electronics and Communications*, 2013; 827-832: 67(10).
53. N. F. F. Areed and S. S. A. Obayya, *IEEE Photonics Technology Letters*, 2013; 1254-1257: 25(13).
54. A. Gharaati and S. H. Zahraei, *Advances in Optical Technologies*, 2014; 1-5: 2014.
55. A. Sukhoivanov and V. Guryev, *Physics and Practical Modeling*, edited by W. T. Rhodes, *Optical Sciences*, Atlanta, 2009.
56. K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals (First Edition)*, Springer, Heidelberg, 2001.
57. J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gerard, D. Maystre, and A. Tchebnokov, *Photonic Crystals, Towards Nanoscale Photonic Devices*, Springer, Heidelberg, 2005.
58. K. Yitzhak, *An introduction to Harmonic Analysis*, 2nd corrected edition, Dover, New York, 1976.
59. J. M. Raigona, J. Halme, and H. Miguez, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2014; 134: 9.
- [60] <http://www.rsoftdesign.com>.