

N d'ordre :
Série :

THESE
Présentée en vue d'obtention du diplôme de
Doctorat en sciences

OPTION
Electronique

THEME

ETUDE THEORIQUE DES MATERIAUX A BANDES
INTERDITES PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS :
APPLICATIONS DANS LE DOMAINE DU GUIDAGE
OPTIQUE ET LA DETECTION

PRESENTEE PAR
BOUGRIOU FAIDA

Soutenu le 16 Décembre 2013

Devant le jury

Président	Mme F.HOBAR	Prof. U. Constantine
Rapporteur	Mme T.BOUCHEMAT	Prof .U. Constantine
Examineurs	Mme F.MANSOUR	Prof .U. Constantine
	Mr M. LAHOUBI	Prof .U. Annaba
	Mr D.BENATIA	Prof .U. Batna

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation, Département d'Electronique de l'université de Constantine, sous la direction scientifique du Professeur Bouchemat Touraya.

J'adresse mes profonds remerciements à ma directrice de thèse, professeur Bouchemat Touraya, pour m'avoir confié ce travail et assurer l'encadrement de cette thèse, et Je suis très reconnaissante pour la confiance qu'elle m'a accordée, ses conseils judicieux, sa disponibilité et le soutien constant qu'elle m'a prodigué au cours de l'élaboration de ce travail.

Je tiens aussi à dire un grand merci à Monsieur M. Bouchemat, professeur à l'université de Constantine pour sa bonne humeur et sa disponibilité tout au long de ce travail.

Je remercie vivement Madame F. Hobar, professeur à l'université de Constantine qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse .Je lui exprime toute ma gratitude pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail.

Je suis reconnaissant à Madame F.Mansour, professeur à l'université de Constantine de m'avoir honoré de sa présence en étant membre de jury. Je la remercie très respectueusement d'avoir accepté de juger ce travail.

Je remercie également, Monsieur M.Lahoubi, professeur à l'université d'Annaba de bien vouloir être membre du jury et examiner cette thèse.

J'exprime ma gratitude envers Monsieur D.Benatia, professeur à l'université de Batna d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je suis particulièrement reconnaissante à mes parents, mes sœurs, mes frères et mon amie Fouzia, qui ne ménagent aucun effort pour me soutenir.



من لم يحتمل ذل

التعلم ساعة ، بقي

في ذل الجهل أبداً

الأصمعي

Résumé

Les cristaux photoniques sont des matériaux nano-structurés dont les tailles caractéristiques submicroniques permettent un contrôle sans précédent du confinement de la lumière et rendent possible la miniaturisation des principales fonctions optiques. Justement, cette thèse constitue un ensemble de travaux qui s'appuie sur la conception et le développement de nouveaux composants à base des cristaux photoniques pour le guidage de la lumière et la détection à haute sensibilité en utilisant une méthode qui repose sur la résolution des équations de Maxwell aux différences finies dans le domaine temporel bidimensionnel FDTD-2D.

Le guide d'onde à cristaux photoniques W1 est l'un des dispositifs qui ont été largement explorés. La plupart de ces guides d'ondes sont conçus et fabriqués dans des réseaux triangulaires à trous d'air circulaires. Nous avons conçu un guide mono rangée W1 à maille triangulaire avec un choix judicieux de ses paramètres. Nous avons évalué la transmission dans le guide et nous avons obtenu une transmission maximale qui est autour de 60 % sur pratiquement toute la bande liée à la BIP. Un autre type de guide à été conçu, il s'agit du guide W1 virage à maille triangulaire, par optimisation de la topologie du coude, nous avons montré que la transmission des circuits virages c'est beaucoup améliorée sur une large bande.

Les guides d'ondes à CP est une classe de dispositifs qui a été démontrée pour les mesures d'indice de réfraction (RI). Pour le développement de circuits photoniques bidimensionnels, nous proposons un capteur RI basé sur les PCW. Lorsque les trous d'air du CP sont infiltrés d'eau désionisée, la position des bords de la bande permise de ce capteur se déplacera en raison de la variation de l'indice de réfraction.

Le capteur est très sensible à la variation de RI dans les trous d'air, et il peut être optimisé pour réaliser une large plage de mesure, une grande sensibilité et une transmission améliorée. On a calculé une sensibilité de plus de 927 nm/RIU (par unité d'indice de réfraction) qui correspond à un shift (déplacement) de 306 nm pour le bord inférieur de la bande passante.

Mots clés : cristaux photoniques- guide d'ondes à CP- guides virages- Senseur à haute sensibilité- la méthode FDTD- la méthode PWE.

Abstract

Photonic crystals are nanostructured materials with submicron feature sizes allow unprecedented control of light confinement and enable the miniaturization of main optical functions. Precisely, this thesis is a body of work that builds on the design and development of new components based on photonic crystals for applications in light guiding and high sensitivity detection, using a method based on solving Maxwell's equations finite difference in the 2D-FDTD dimensional time domain.

The single line defect photonic crystal waveguide is one of the devices that have been widely explored. Most photonic crystal waveguide structures are designed and fabricated in triangular lattice with circular holes. We designed a single row W1 triangular lattice with a judicious choice of parameters guide. We evaluated the transmission in the guide and we got a maximum transmission about of 60% on the entire band related to the PBG. Another type of guide has been designed, it is the bend guide W1 triangular lattice, by optimizing the topology of the bend, we have shown that the transmission bend circuit is much improved over a wide range.

PC waveguide is one class of PC devices that has been demonstrated for RI (refractive index) measurements. For the development of two dimensional reconfigurable photonic circuits, we propose an RI sensor based on single line PCW structure.

When the PC's air holes are full of homogenous de-ionized water, the wavelength position of band edges of this sensor will shift accordingly due to the variation of RI. The sensor is sensitive to the change of RI in the air hole and it can be optimized to realize high sensitivity, wide measurement range and improved transmission. It has been observed that a 306 nm wavelength position of the lower band edge shift was observed corresponding to a sensitivity of more than 927 nm/RIU (refractive index unit).

Key words: Photonic crystal, bend waveguide- PC waveguide- PC sensor- High sensitivity- FDTD method- PWE method.

الملخص

البلورات الفوتونية هي مركبات ذات بنية نانومترية المميزة بحجمها submicron الذي يسمح لها بالمراقبة غير المسموحة للضوء و يسمح كذلك بتصغير المهام الضوئية الأساسية.

على وجه التحديد في هذه الرسالة سنعينا إلى عرض و تطوير مركبات جديدة مكونة من المركبات الفوتونية من اجل بعض التطبيقات خاصة في مجال توجيه الضوء و الكشف ذو الحساسية العالية و ذلك باستخدام طريقة FDTD ثنائية الأبعاد.

موجه الموجة W1 هو احد المركبات الذي درس على نطاق واسع، صناعة أغلبية موجهات الموجة تكون من خلال شبكة مثليته ذات ثقب هواء. قمنا بتصميم موجه موجة W1، مع اختيار الإعدادات المناسبة. قمنا بحساب إرسال الموجه ووجدنا القيمة العظمى في حدود 60% على طول الرقعة الفوتونية.

قمنا بتصميم موجه موجة من نوع آخر و هو الموجه المنحني. بعد التغيير في طوبولوجيا الكوع ووجدنا أن الإرسال قد تغير بصفة واضحة على مدى واسع على طول الرقعة الفوتونية.

البلورات الفوتونية هي واحدة من المركبات التي ثبت استعمالها في مجال قياسات معامل الانكسار. لتطوير البلورات الفوتونية ثنائية الأبعاد نقترح جهاز استشعار مبني على أساس موجه الموجة. عندما تملأ ثقب الهواء بالماء المتجانس غير المتأين يتغير موقع طول الموجة للرقعة الفوتونية نتيجة تغيير في معامل الانكسار.

جهاز الاستشعار حساس جدا لتغيرات معامل الانكسار في ثقب الهواء و بالإمكان تحسينه و تطويره لتقديم حساسية عالية و إرسال أحسن. لقد لاحظنا أن الحساسية المقاسة قدرت ب 927 ن/م/وحدة معامل الانكسار الموافقة لتغير في الحافة السفلى للرقعة الفوتونية المقدر ب 306 ن/م.

الكلمات المفتاحية

البلورات الفوتونية – موجه الموجة في البلورات الفوتونية- موجه الموجة المنحني- اجهزة الاستشعار- الحساسية العالية- طريقة FDTD - طريقة PWE

Table des matières

Introduction générale.....	1
<u>Chapitre I : Cristaux photoniques: principe et concept</u>	
I- Introduction.....	6
II- Définition.....	7
III- Analogie électron photon.....	9
IV- Réseau direct et réseau réciproque.....	11
V- Les cristaux photoniques unidimensionnels.....	12
V-1- Généralités sur les réseaux de Bragg.....	12
V-2- La condition de réflexion totale.....	13
VI- Les cristaux photoniques tridimensionnels.....	13
VI-1- Structures "tas de bois".....	14
VI-2- Opales.....	14
VII- Les cristaux photoniques bidimensionnels.....	15
VII-1- Propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels.....	18
VII-1-1- Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels.....	19
VII-1-2- Structure de Bande Photonique.....	22
VII-2- Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle.....	22
VII-3- Diagramme de bandes.....	24
VII-4- Carte des bandes.....	27
VIII- Les différents matériaux utilisés.....	28
VIII-1- Le Silicium.....	28
a) Silicium macroporeux.....	28
b) Si/SiO ₂	29
VIII-2- Les semi-conducteurs III-V.....	29
IX- Conclusion.....	30
Bibliographie.....	31

Chapitre II : Le guidage dans les cristaux photoniques bidimensionnels

I- Introduction	33
II- Théorie des guides d'ondes optiques	34
II-1- Guide d'onde plan	35
II-2- Modes guidés	38
II-2-1- Equations de Maxwell	38
II-2-2- Analyse des modes guidés	40
III- Matériaux BIP à défaut	41
III-1- Principe de base	41
III-2- Les différents types de défaut	41
III-2-1- Défauts ponctuels et micro-cavité	42
III-2-2- Défauts couplés	44
III-2-3- Défauts étendus	44
IV- Guides d'ondes dans les cristaux photoniques	47
IV-1- Direction cristallographique	48
IV-2- Symétrie des bords	49
IV-3- Confinement latéral d'un guide à cristaux photoniques	49
• Influence du défaut sur le diagramme de dispersion	51
V- Intérêts du guide à cristal photonique	52
V-I- Applications des guides à cristaux photoniques	53
V-I-1- Guides virages	54
V-I-2 Filtres et multiplexeurs	55
VI –Domaine d'application des cristaux photoniques	56
VI-1- Fréquences optiques	56
VI-2- Fréquences micro-ondes	57
VI-2-1-- Dispositifs filtrants	58
VI-2-2- Dispositifs rayonnants	59
VII- Conclusion	60
Bibliographie	62

Chapitre III : Généralités sur les capteurs et les biocapteurs

I- Introduction.....	66
II- Généralités sur les capteurs	67
II-1- Définition	67
II-2- Structure d'un capteur	67
II-2-1- Le corps d'épreuve.....	68
II-2-2- Transducteur	68
II-2-3- Le boîtier.....	68
II-3- Qualités d'un capteur	68
II-3-1- Etalonnage.....	68
II-3-2- Réponse du capteur ou dynamique	69
II-3-3- Domaine de linéarité.....	70
II-3-4- Sensibilité (s)	70
II-3-5- Temps de réponse ou rapidité	70
II-3-6- Résolution (Précision).....	70
II-3-7- Fidélité	70
II-3-8- Sélectivité.....	71
II-4- Types de capteurs	71
II-4-1- Capteur passif.....	71
II-4-2- Capteur actif.....	72
II-5- Grandeurs d'influence	73
III- Les biocapteurs (biosenseurs)	73
III-1- Historique.....	73
III-2- Définition	74
III-3- Description du biocapteur	75
III-3-1- Le biorécepteur	75
III-3-2- Le transducteur	76
III-3-2-1- Méthodes de transduction.....	76
III-3-2-2- Transducteur optique.....	77
IV- Biocapteurs optiques	77
IV-1- Les cristaux photoniques pour la détection optique	78
IV-1-1- Matériaux utilisés	79

IV-1-2- Capteurs à CPs basés RI (refractive index).....	80
V- Classification des biocapteurs.....	81
VI- Caractéristiques des biocapteurs	81
VII- Conclusion	82
Bibliographie	83

Chapitre IV : méthodes de simulations numériques

I- Introduction	86
II- Simulateur Fullwave	87
II-1- Méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD.....	87
II-1-1- Avantages.....	89
II-1-2- Limitations	89
II-1-3- FDTD à deux dimensions	90
II-1-3-1- Equations de Maxwell dans l'espace cartésien.....	90
II-1-3-2- Algorithme de Yee	92
a)- Principe des différences finies centrées	92
b)- Discrétisation par la méthode des différences finies centrées	94
c)- Conditions de stabilité numérique et convergence	97
II-2- Mise en œuvre de FullWave-FDTD.....	98
II-2-1-Paramètres physiques.....	98
II-2-2-paramètres numériques	101
III- Simulateur Bandsolve.....	103
III-1- La méthode des ondes planes	104
III-1- 1- Structure de bandes d'un cristal photonique avec défaut	106
IV- Exemple de calcul	108
V- Conclusion	109
Bibliographie.....	110

Chapitre V : Résultats et interprétations

I- Introduction	112
II- Structure d'étude.....	113
II-1- Carte des bandes interdites	113
II-2- Choix du réseau	115
II-3- Choix de la polarisation.....	115
II-4- Paramètres de la structure étudiée	116
III - La bande interdite photonique	117
IV- Le défaut linéique dans un cristal photonique.....	119
IV-1- Guide droit W1.....	119
IV-2- Influence de la largeur du défaut.....	121
IV-2-1- Simulations en supercellule	121
V- Les guides virages.....	124
V-1- Les guides virages non optimisés	124
V-2- Les guides virages optimisés.....	127
V-2-1- Effet de la topologie.....	127
1) Les pertes par courbure.....	128
2) Les pertes par transition.....	129
VI- Les capteurs (senseurs).....	132
VI-1- Senseurs à PCWs (photonic crystal waveguide).....	134
VI-1-1- Influence de la taille des trous	136
VI-1-2- Influence de la forme des trous.....	138
VI-1-3- Influence du réseau	142
VI-1-4- shift du bord inférieur : comparaison.....	143
VII- Conclusion	149
Bibliographie.....	151
Conclusion générale et perspectives.....	155
Publications et conférences.....	158

Introduction générale

Introduction générale

Les matériaux à bandes interdites photoniques ont été définis comme des structures artificielles qui présentent une modulation périodique de la constante diélectrique dans une ou plusieurs directions. Selon le nombre de directions, ces structures sont désignées par l'appellation de cristaux photoniques à une, deux ou trois dimensions. L'utilisation des cristaux photoniques pour filtrer les ondes électromagnétiques remonte aux années 1919[1]. L'idée de créer des cristaux diélectriques artificiels pour obtenir une permittivité contrôlable dans le domaine micro-onde date des années 1950 [2]. En 1987, S. John, a montré une localisation tridimensionnelle de la lumière [3], en même temps, E. Yablonovitch et al [4], ont proposé d'inhiber l'émission spontanée dans les semi-conducteurs en généralisant le concept des miroirs de Bragg à plusieurs dimensions. En 1991, A. Genack et al [5] ont montré expérimentalement l'existence de l'effet de localisation de la lumière dans les structures périodiques. En même temps Yablonovich 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. Depuis, de nombreuses voies de recherches ont été ouvertes. Tous les domaines de longueur d'onde sont concernés, des micro-ondes jusqu'à l'optique.

Les cristaux photoniques sont des matériaux artificiels ou naturels dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans les différentes directions de l'espace et constituent à l'heure actuelle une nouvelle classe de matériaux. À l'image des électrons dans les semi-conducteurs, les photons y sont répartis en bandes de transmission séparées par des bandes d'énergies interdites. Cette analogie [7] permet d'envisager l'utilisation des cristaux photoniques pour stocker, localiser, filtrer ou bien guider la lumière. Le développement de ce nouveau type de matériau a ouvert la voie à un nouveau champ de recherche et à des possibilités d'applications très diverses. Les cristaux photoniques 3D, possédant une bande interdite omnidirectionnelle, sont les structures les plus performantes. Cependant, il est très difficile de les fabriquer, étant données les dimensions de l'ordre de la longueur d'onde. Les études se sont donc concentrées sur les cristaux 2D, pour le développement de composants de l'optique intégrée planaire avec des dimensions réduites à quelques microns pour des applications optiques.

Si l'on se restreint à un monde bidimensionnel, cela revient à considérer une propagation suivant x, z dans un système parfaitement invariant et infini suivant y . On peut imaginer un guidage canonique de type planaire dans un cristal 2D formé de cylindres d'air infinis où l'on a omis une ou plusieurs rangées de trous d'air constituant le réseau du cristal, pour réaliser un guide au sein de la structure parfaite. Du fait de l'invariance totale en y , il est effectivement légitime de parler de guidage linéique dans le plan (x, z) . Toute onde incidente de fréquence comprise dans la bande interdite sera donc forcée de se propager le long de ce défaut linéaire. Ces guides à cristaux photoniques présentent des avantages par rapport aux guides optiques classiques, surtout pour réaliser des virages présentant des courbures très importantes sans pertes remarquables pour le signal optique, en effet les guides optiques classiques utilisent le phénomène de réflexion totale dépendant de l'angle d'incidence contrairement aux guides à CP 2D possédant une bande interdite totale. Le confinement de la lumière dans un défaut, linéique, se déduit naturellement de cette interdiction de tout mode propagatif dans le cristal. Depuis, d'autres chercheurs ont cru y découvrir la solution idéale pour contrôler le photon à l'échelle de la longueur d'onde, et produire des dispositifs de l'optoélectronique et de l'optique guidée beaucoup plus compactes, utilisables pour le traitement tout optique de l'information d'un bout à l'autre de la chaîne de communication.

Récemment, plusieurs travaux de recherches s'intéressent aux cristaux photoniques en tant qu'élément de détection en raison de leur structure de bande et du confinement de la lumière [8-10]. L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs (senseurs) constitue un domaine de recherche qui semble être très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation (0.1 mm² de surface de détection), de leur haute sensibilité spectrale et de la possibilité de les intégrer aux MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems) [11]. Les micro-capteurs chimiques et biochimiques ont connu un développement croissant ces dernières années en raison de leur faible coût, de leur portabilité et de leurs nombreux domaines d'applications qui apparaissent aussi bien dans l'industrie automobile (contrôle des émissions de gaz), que l'industrie agroalimentaire (contrôle des procédés de fabrication), l'environnement (détection des gaz toxiques), ou le biomédical.

De plus, la découverte de nouveaux principes actifs médicamenteux nécessite de tester dans ce cadre l'efficacité d'un grand nombre de molécules dans une chaîne de réaction biochimique. C'est pourquoi un grand nombre de tests fiables et sensibles sont nécessaires dans une approche de type criblage (Figure 1). Ces capteurs sont le plus souvent réalisés sur un substrat regroupant l'ensemble de ces tests et permettant une analyse rapide des interactions biologiques recherchées. Le format de détection est alors qualifié de biopuce. Ce

sont des biocapteurs (biosenseurs) de taille microscopique qui permettent de déplacer, de mesurer et d'analyser de très petites quantités d'un échantillon liquide. Leur petite taille leur permet d'être peu coûteux, facilement transportables et efficaces. À terme, ils pourront remplacer les laboratoires d'analyse afin de permettre un diagnostic rapide à proximité du patient. Dans cette optique, il s'agit de miniaturiser les équipements d'analyse et d'adapter les techniques de fabrication de la microélectronique.

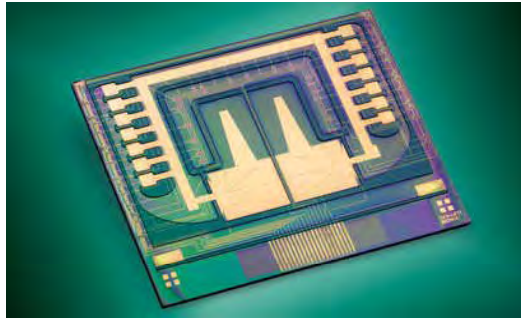


Figure 1 : Composant microfluidique permettant la réalisation de protocoles biologiques complexes.

La santé de l'homme repose d'abord sur la surveillance biologique continue. Pour cela, le médecin se base sur des analyses, le plus souvent sanguines, cherchant à détecter la présence mais aussi à quantifier des biomolécules spécifiques aux maladies. Ces biomolécules sont souvent soit de l'ADN qui révèle les anomalies génétiques soit des protéines, marqueurs d'une maladie. L'exemple le plus significatif concerne le diagnostic précoce. Plus la biodétection sera sensible, plus on détectera une faible concentration de ces molécules et plus la probabilité de survie du malade sera accrue.

Comme l'indique le titre de cette thèse, le mémoire comporte des aspects numériques. Ces derniers sont concentrés sur des structures particulières basées sur des cristaux photoniques bidimensionnelles à réseau triangulaire pour le guidage et la détection par mesure de l'indice de réfraction afin d'améliorer la sensibilité et la transmission spectrales. Nous avons utilisé les logiciels de simulation FULLWAVE et BANDSOLVE développés par Rsoft, basés sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) et la méthode des ondes planes PWE.

Cette thèse est structurée en cinq chapitres :

Le premier est consacré à l'énumération des différents cristaux photoniques. L'analogie entre l'équation de Schrödinger et les équations de Maxwell sont exposées. Afin

de mieux appréhender les cristaux photoniques bidimensionnels CP2D qui font l'objet de notre étude, nous présentons les différentes propriétés de ces structures.

Dans le chapitre II, nous présentons en premier les guides d'ondes classiques. Après une brève étude théorique, nous exposerons la très grande variété de défauts dans les cristaux photoniques bidimensionnels concevables et donnant lieu à toutes sortes d'applications potentielles. Les deux défauts fréquemment réalisés sont : les microcavités résonantes et les guides d'ondes. Nous nous attarderons plus particulièrement sur les guides d'ondes à cristaux photoniques 2D et leur intérêt pour le guidage et la détection.

Dans le troisième chapitre, des généralités sur les capteurs et les biocapteurs seront présentées. Ensuite, nous présenterons les principes de fonctionnement et les applications de quelques biocapteurs. Enfin, nous achèverons avec une description des matériaux utilisés pour le développement des biocapteurs dans le domaine de la nanotechnologie tout en précisant l'intérêt de leur amélioration.

Le quatrième chapitre est consacré aux rappels de quelques méthodes qui peuvent être utiles pour la modélisation des cristaux photoniques. Nous mettons l'accent sur les méthodes les plus utilisées telles que la FDTD [12, 13] et la méthode PWE [14].

Dans le cinquième chapitre, une attention particulière sera portée sur les cristaux photoniques 2D membranaires gravés sur une plaquette de Silicium qui serviront de support aux études de cette thèse. Cette étude sera réalisée par les simulateurs Fullwave et Bandsolve. En premier temps nous commençons par les structures sans défaut à mailles carrées et triangulaires. Les réponses spectrales en transmission ainsi que la répartition du champ seront présentées et discutées. Nous étendons cette étude à la conception des guides d'ondes mono-rangée W1, à trois rangées manquantes W3 et à cinq rangées manquantes W5, suivies par une analyse de leurs diagrammes de bande.

Dans une deuxième partie, nous intéressons aux virages de 120° qui constituent la brique de base des interconnexions optiques. Pour cela deux optimisations ont été introduites afin d'améliorer les performances de ce simple virage en terme de transmission. Dans la dernière partie, nous aborderons les capteurs à PCW, nous insisterons sur l'influence d'un certain nombre de modifications apportées au capteur dit de référence en vue d'améliorer sa sensibilité.

Enfin, une conclusion résume les différents résultats obtenus et les développements futurs. Finalement, nous donnons une conclusion de ce travail, et ouvrons des perspectives pour les travaux à venir.

Bibliographie

- [1] Lourtioz (J. M), H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, A. Tchelakov, Les cristaux photoniques ou la lumière en cage, collection technique et scientifique des télécommunications, Lavoisier(2003)
- [2] Harvey A., wave propagation in periodic structures: Electric Filters and crystal lattices, IRE Trans.8, p. 30, 1959
- [3] S. John, Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices, Phy. Rev. Lett. 58, 2486(1987)
- [4] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, phys. Rev. Lett.58, p.2059 (1987)
- [5] A. Genack and N. Garcia, Observation of Photon localisation in a Three- Dimensional Disordered System, Phys.Rev. Lett., 66 (16), pp : 2064, avril 1991
- [6] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung, Photonic Band Structure : The Face-centred-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms, Phy. Rev. Lett.,67,p2295- 2298 (1991)
- [7] G. Malpuech, A. Kavokin, G. Panzarini, and A. Di Carlo, Theory of photon Bloch oscillations in photonic crystals, Physical Review B 63, 035108 (2001).
- [8] T. Stomeo, M. Grande, A. Quattieri, A. Passaseo, A. Salhi, M.Vittorio. Microelectronic Engineering, 2007, Vol. 84, issue 5-8, pp 1450-1453 (2007)
- [9] T.M. Geppert, S.L. Schweizer, J. Schilling, C. Jamois, A.v. Rhein, D. Pergande, SPIE, Bellingham, WA, 2004 : Proceedings of SPIE , Vol. 5511 (2004)
- [10] M.Fauchet, Mindy Lee and Philippe, Optics Express, 2007, Vol. 15, No 8, pp 4530-4535 (2007)
- [11] Wonjoo Suh, M. F. Yanik, Olav Solgaard, and Shanhui Fan, Applied Physics Letters, 2003, Vol. 82, No 13, pp 1999- 2001(2003)
- [12] K. S. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 14, no. 3, pp. 302-307, 1966.
- [13] A.Taflove and M.E.Brodwin, IEEE Transactions on Microwave theory and Technique, MTT-23, No 8, August 1975.
- [14] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures, Phys. Rev. Lett., vol. 65, no. 25, pp. 3152-3155, 1990.

Chapitre I

Cristaux photoniques : Principes et concepts

I- Introduction

Depuis des décennies, 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'analogie de ce qu'est un cristal semi-conducteur pour les électrons. 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 (CPs)» ou «matériaux à bande interdite photonique BIP (en anglais Photonic Band Gap PBG)», qui présentent des états photoniques structurés en bandes interdites et passantes.

Les cristaux photoniques sont de nouveaux matériaux dont les propriétés optiques permettent de manipuler la lumière à l'échelle de la longueur d'onde. Ces cristaux sont des structures dont l'indice diélectrique varie fortement à l'échelle de la longueur d'onde sur une, deux ou trois directions de l'espace. Cela en fait des réflecteurs efficaces, multidirectionnels, et compacts, dont l'utilisation permet d'envisager une réduction en taille des composants d'optique

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

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

La réalisation de structures périodiques bidimensionnelles par différentes méthodes de lithographie est à présent bien maîtrisée pour les matériaux tels que le silicium et les semi-conducteurs III-V.

II- Définition

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique. La périodicité peut être unidimensionnelle (miroir de Bragg), bidimensionnelle ou encore tridimensionnelle (Figure I-1) [1]. Une bande interdite photonique s'ouvre dans une ou plusieurs directions de l'espace selon les cas.

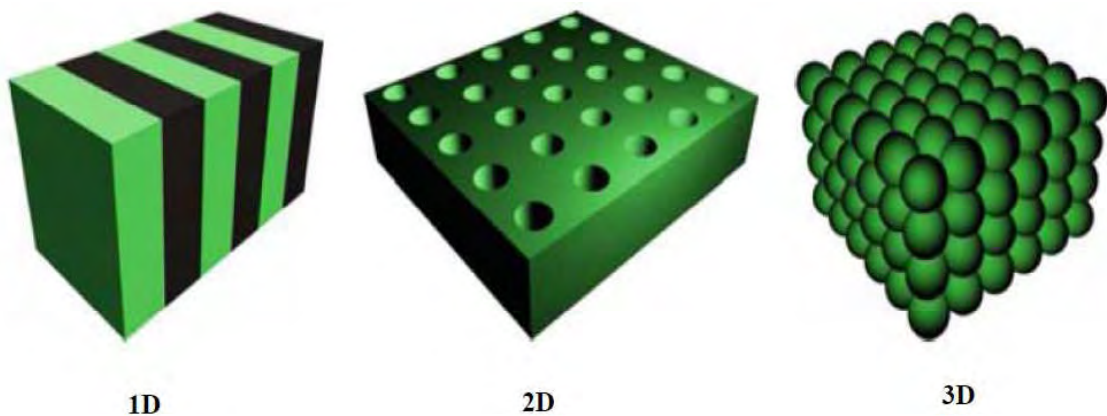


Figure I-1: Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D) et Tridimensionnels (3D).

On peut noter qu'il existe des cristaux photoniques naturels. Sur la figure I-2, on montre une image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de billes de silice.

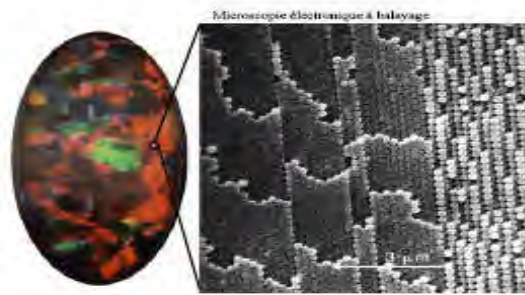


Figure I-2 : Image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de billes de silice [2].

Cet arrangement périodique des billes de silice est responsable des couleurs chatoyantes des opales naturelles, dans la mesure où le caractère périodique de la structure conduit à des effets de diffraction gouvernés par la loi de Bragg [3].

L'opale n'est pas le seul exemple de cristal photonique naturel. Des biologistes ont trouvé un ver dont la carapace est un cristal photonique plus performant que ceux fabriqués jusqu'à présent. Cet animal se nomme souris de mer (Figure I- 3).

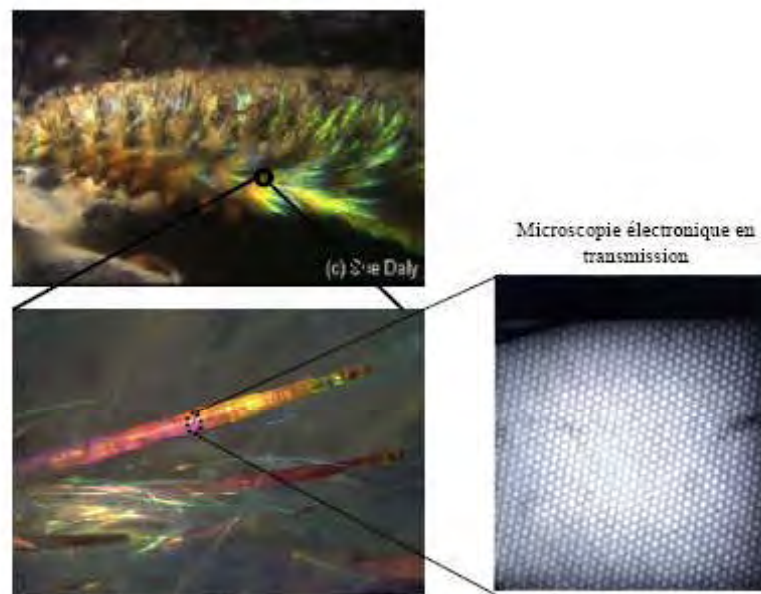


Figure I-3 : Exemples de réalisations naturelles de structures périodiques. Ces structures apparaissent chez certaines espèces animales et minérales comme les souris de mers [2].

Par comparaison, l'image suivante (Figure I-4 montre, toujours en imagerie électronique, un cristal photonique bidimensionnel artificiel.

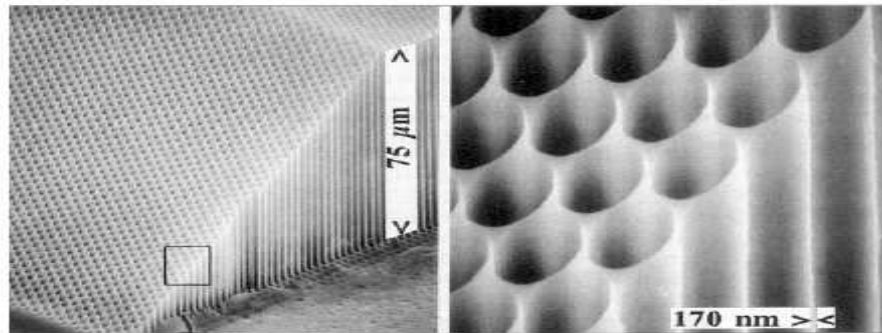


Figure I-4 : Exemple de cristal photonique bidimensionnel imagé en microscopie électronique [3].

III- Analogie électron photon

Un cristal photonique est un matériau dont la constante diélectrique varie périodiquement dans une ou plusieurs directions de l'espace. Cette définition qui semble très simple, a pourtant d'importantes conséquences. En effet, si la période de modulation de la constante diélectrique est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière utilisée, cette modulation conduit à l'apparition d'intervalles d'énergie ayant une densité de modes électromagnétiques nulle, c'est-à-dire qu'aucune radiation lumineuse quelque soit sa polarisation et sa direction de propagation, ne peut s'y propager [3].

Les équations gouvernant la propagation de la lumière dans un cristal photonique sont les équations de Maxwell. Si nous considérons un matériau non magnétique ($\mu_r = 1$), sans charges ($\rho = 0$) ni courants, et de constante diélectrique réelle $\varepsilon(r)$ (le matériau est non absorbant), les quatre équations de Maxwell s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot (\varepsilon(r)E(r,t)) = 0 \dots\dots\dots \text{I-1} \\ \nabla \cdot H(r,t) = 0 \dots\dots\dots \text{I-2} \\ \nabla \times E(r,t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H(r,t) \dots\dots\dots \text{I-3} \\ \nabla \times H(r,t) = \varepsilon_0 \varepsilon(r) \frac{\partial}{\partial t} E(r,t) \dots\dots\dots \text{I-4} \end{array} \right.$$

On applique $\frac{\partial}{\partial t}$ à I-3, on obtient :

$$\nabla \times \left(\frac{\partial E(r,t)}{\partial t} \right) = -\mu_0 \frac{\partial^2 H(r,t)}{\partial t^2} \dots \dots \dots \text{I-5}$$

De I-4 on a :

$$\frac{\partial E(r,t)}{\partial t} = \frac{\nabla \times H(r,t)}{\varepsilon_0 \varepsilon(r)} \dots \dots \dots \text{I-6}$$

En remplaçant la valeur de $\frac{\partial E(r,t)}{\partial t}$ dans I-5 :

$$\nabla \times \left(\frac{\nabla \times H(r,t)}{\varepsilon(r)} \right) = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 H(r,t)}{\partial t^2} \dots \dots \dots \text{I-7}$$

Où $c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}$ est la vitesse de la lumière dans le vide :

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

Si l'on cherche des solutions à cette équation sous la forme d'ondes harmoniques ,
 $H(r,t) = H(r)e^{-i\omega t}$ on peut écrire l'équation suivante :

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times H(r) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} H(r) \dots \dots \dots \text{I-9}$$

L'équation (I-9) est l'analogie formel de l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal, $H(r)$ étant l'analogie électromagnétique de la fonction d'onde électronique, $\psi(r)$ et $\varepsilon(r)$ étant l'analogie du potentiel atomique $V(r)$. Cette analogie va nous permettre d'appliquer les outils et les concepts développés

en physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, de zone de Brillouin ou le théorème de Bloch [4].

IV- Réseau direct et réseau réciproque

Considérons la figure I-5(a). Des trous circulaires d'air sont percés dans un matériau de constante diélectrique ε suivant un motif triangulaire. On peut alors définir un réseau réciproque (qui sera lui aussi triangulaire), dont la première zone de Brillouin sera hexagonale et où apparaissent trois points de haute symétrie notés Γ , M et K. L'analogie avec la physique du solide permet de savoir que pour étudier les propriétés de ce réseau, il suffira de les étudier suivant la zone de Brillouin réduite (zone grisée sur la figure I-5(b)). La zone de Brillouin permet l'acquisition d'une information supplémentaire, à savoir si l'on veut interdire la propagation d'un photon quelque soit sa direction de parcours, il faudra que le photon "voit" la même période quelque soit son vecteur d'onde. Cela s'exprime très simplement dans l'espace réciproque : il faut que la zone de Brillouin soit la plus circulaire possible. Dans le cas 2D, les réseaux triangulaire et hexagonal qui possèdent tous deux des zones de Brillouin hexagonales apparaissent comme de bons candidats [4]. La direction ΓK du réseau réciproque correspond à la direction des premiers voisins du réseau réel, la direction ΓM correspond à la direction des seconds voisins [5].

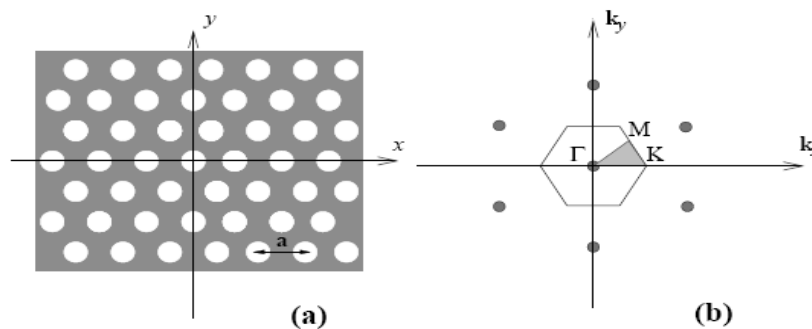


Figure I-5 : Exemple de réseau bidimensionnel (a) et réseau réciproque associé (b) [4].

V- Les cristaux photoniques unidimensionnels

Ces structures sont couramment utilisées sous le nom de réseau de Bragg (Figure I-6). Elles sont généralement réalisées par un empilement de couches d'indice de réfraction différent et d'épaisseur optique $\lambda/4$, λ étant la longueur d'onde guidée autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation des ondes électromagnétiques sous incidence normale. Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres sélectifs de longueur d'onde, multiplexeurs, lasers spéciaux à bande étroite...

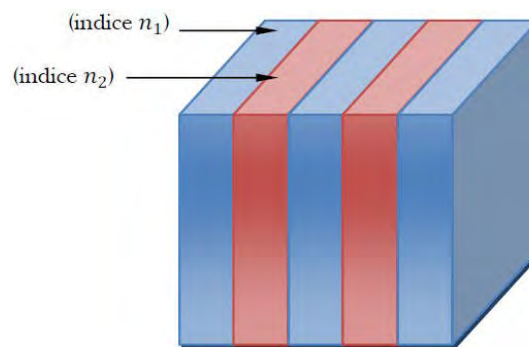


Figure I-6 : Structure unidimensionnelle.

V-1- Généralités sur les réseaux de Bragg

Les réseaux de Bragg sont des successions de couches d'indice de réfraction différent, empilées, de manière périodique. Le comportement du réflecteur de Bragg est expliqué à partir de processus d'interférences multiples. Comme le montre la figure I-7, une onde qui se propage dans le système multicouche, subit une réflexion à chaque interface. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase π si l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice. Elle s'effectue sans changement de phase dans le cas contraire. Lorsque l'épaisseur optique totale des alternances est de $\lambda/2$, l'onde réfléchi par l'interface (1) est en phase avec celles réfléchies par les interfaces (3), (5), (7)... Par suite de ces interférences constructives, on finit ainsi par aboutir à une réflexion totale, ce qui revient à dire que l'onde ne peut se propager et que l'on est en présence d'une bande interdite photonique ou BIP [6].

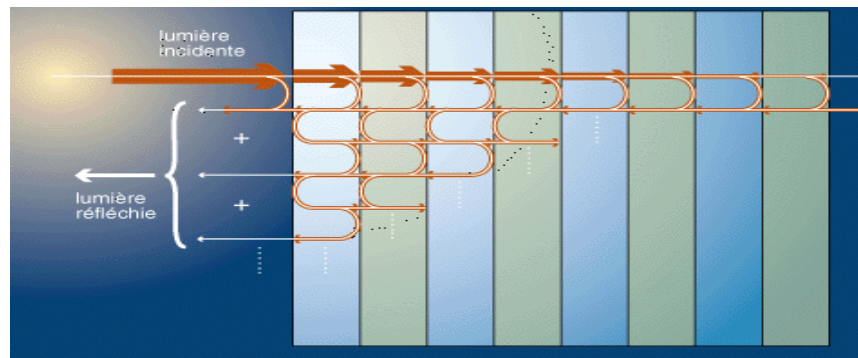


Figure I-7- : Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré [7].

V-2- La condition de réflexion totale

La condition de réflexion totale menant à une bande photonique interdite large est donnée par la relation suivante [8]:

$$n_H * e_H = n_L * e_L = \frac{\lambda}{4} \dots\dots\dots I-10$$

Où λ est la longueur d'onde du centre de la BIP.

$n_{(H,L)}$ et $e_{(H,L)}$ sont les indices de réfraction et les épaisseurs des couches respectivement.

$n_{(H,L)} \cdot e_{(H,L)}$ sont souvent appelées les épaisseurs optiques. On appelle $\Delta\lambda$ le domaine spectral autour de λ , pour lequel la transmission est inférieure à 10^{-2} .

VI- Les cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques tridimensionnels suscitent encore beaucoup d'intérêts. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par K.M. Ho et al [9]. Il était formé de sphères de silicium arrangées selon une structure diamant. En 1993 E. Yablonovitch fabriquait un cristal photonique en perçant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois directions qui simulent les directions cristallines $\langle 110 \rangle$ d'un cristal diamant. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur "la Yablonovite" (Figure I -8(a)) [10]. Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois. De nombreuses méthodes de fabrication des cristaux photoniques tridimensionnels ont été proposées. Les plus prospectées sont les suivantes:

VI-1- Structures "tas de bois"

La structure périodique de ces cristaux photoniques tridimensionnels est bâtie en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Cette fabrication, fastidieuse, se fait plan sur plan. Après avoir construit la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique tridimensionnel Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir une bande d'énergie interdite omnidirectionnelle (Figure I-8(b)).

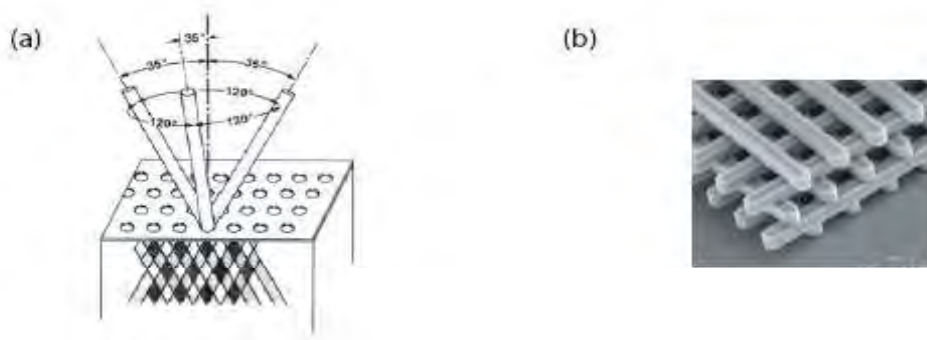


Figure I-8 : (a) La Yablonovite: les trous de ce cristal ont été percés dans un bloc de plexiglas et forment un réseau FCC (b) Image MEB (Microscopie Electronique à Balayage) d'un cristal photonique du type tas de bois fabriquée par lithographie UV dans du silicium [1].

VI-2- Opales

Des opales sont obtenues chimiquement par auto-organisation. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice en solution: par sédimentation, ces sphères s'arrangent selon un réseau cubique à faces centrées (FCC). Le nombre important de défauts dans les premières opales a été fortement réduit grâce à des techniques de croissance auto-organisées proposées par Y.A. Vlasov (Figure I-9). La plupart de ces cristaux ne présentent pas de bandes d'énergie interdites, à cause du faible contraste d'indice. Cependant, ces structures servent d'empreinte pour la réalisation d'opales inversées à partir de l'infiltration d'un matériau de haut indice dans les interstices qui séparent les sphères. Ces dernières sont ensuite dissoutes chimiquement pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice.

De nombreuses techniques de fabrication existent encore comme la lithographie par holographie par rayons X, l'auto-clonage [11].... Elles souffrent encore toutes d'une mise en œuvre laborieuse et délicate, et souvent ne permettent pas l'insertion déterministe de défauts.

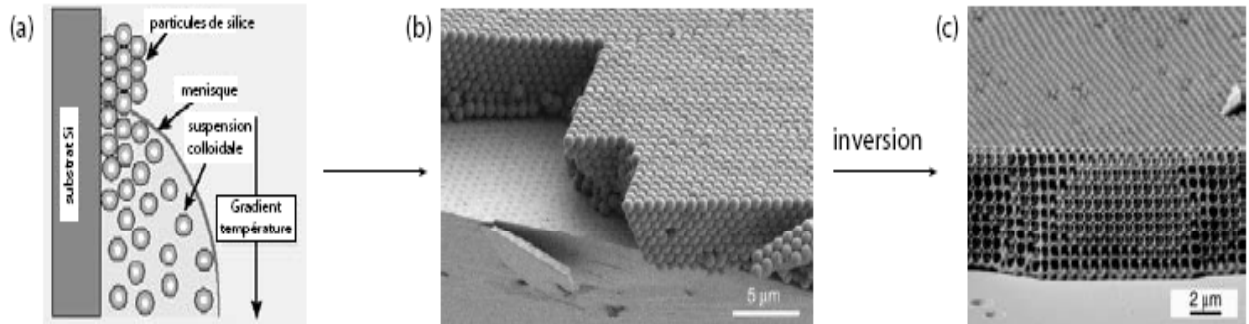


Figure I-9 : Fabrication des opales inversées sur substrat par auto organisation: (a) Les sphères de SiO_2 sont forcées de s'ordonner à la surface d'un substrat de silicium lorsque le ménisque se déplace vers le bas lors de l'évaporation du solvant. Un gradient de température appliqué empêche une sédimentation non désirée de particules. (b) Les sphères sont assemblées directement sur le substrat de Si pour former l'opale. (c) La structure opale est infiltrée avec du silicium puis les sphères de SiO_2 sont enlevées par gravure humide [11].

VII- Les cristaux photoniques bidimensionnels

Les cristaux photoniques à trois dimensions posent encore de nombreux problèmes de fabrication. Pour cette raison, nous nous sommes intéressés aux cristaux photoniques à deux dimensions dont la fabrication est plus maîtrisée. Ces derniers sont composés d'un réseau périodique de piliers de diélectrique dans l'air (structure déconnectée) ou de trous d'air percés dans une matrice diélectrique (structure connectée) (Figure I-10) [12].

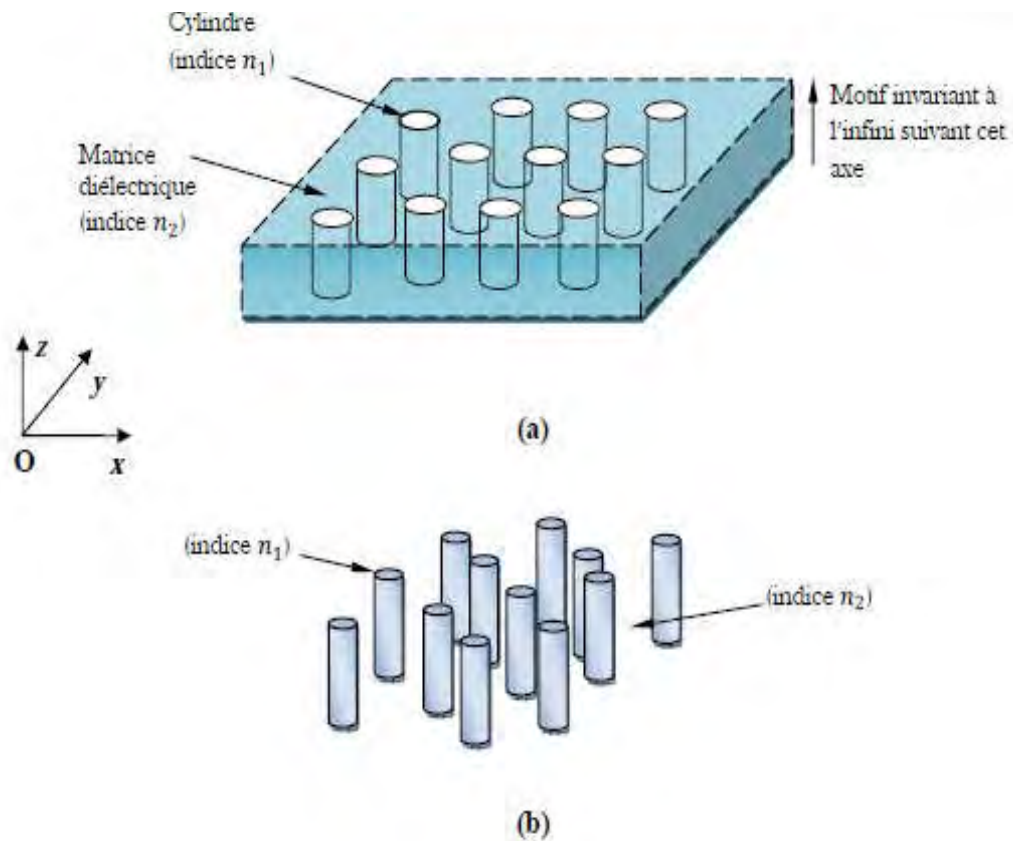


Figure I-10: Structures bidimensionnelles: (a) connectée (b) déconnectée.

Il est possible d'introduire des défauts dans ce type de cristal photonique. Par contre, l'absence d'un confinement vertical de la lumière est gênant pour l'application de ce type de cristal photonique en optique intégrée. Pour compenser cette absence, la lumière peut être confinée verticalement par un guide d'onde classique (Figure I-11). Le guide d'onde classique se compose d'une couche diélectrique entourée de deux autres couches diélectriques d'indices de réfraction plus faibles. Les guides d'ondes classiques sont couramment utilisés en optique intégrée et sont facilement fabriqués par des techniques habituelles d'épitaxie.

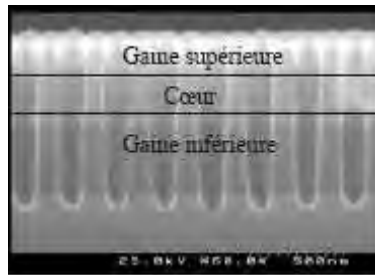


Figure I-11: Image MEB d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure [13].

Les trous des cristaux photoniques sont gravés dans le guide d'onde classique. Ce type de cristal photonique s'appelle : cristal photonique bidimensionnel planaire. Il est fabriqué à l'aide de technologies standard de la microélectronique qui laissent une grande liberté quant aux modifications locales des propriétés du réseau. Ces avantages font de ces structures des candidats prometteurs pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée. Les guides d'ondes classiques qui assurent le confinement vertical de la lumière sont classés en deux catégories, et se distinguent par leur contraste d'indice.

- **Fort contraste d'indice (approche membrane)**

Les confinements à fort contraste d'indice sont généralement obtenus à l'aide d'une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air, une couche de Si déposée sur SiO_2 ou encore une couche de GaAs déposée sur Al_xO_y (Figure I-12).

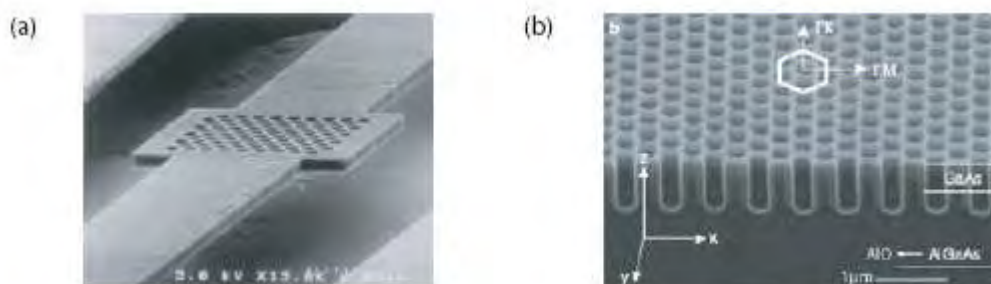


Figure I-12: Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical: (a) Membrane suspendue dans l'air d'épaisseur 270 nm. (b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de $\sim 0.5 \mu\text{m}$, gravés partiellement dans la couche Al_xO_y [1].

Un fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limite les pertes de propagation. De plus, la profondeur nécessaire des trous est réduite par rapport au cas des faibles contrastes d'indice, donc la gravure est plus facile. En revanche, ces structures sont plus fragiles (membranes suspendues dans l'air) et souffrent d'une mauvaise évacuation thermique qui peut poser des problèmes pour certaines applications telles que les lasers [1].

- **Faible contraste d'indice (approche substrat)**

Si la différence d'indice entre les deux milieux est faible ($\Delta n \approx 0.1-0.2$) [11], comme dans le cas des III-V, on parle d'approche substrat. Le confinement vertical est faible et les pertes de propagation peuvent être importantes dans certaines situations [1]. L'épaisseur de la couche guidante doit être relativement importante (supérieure au micromètre) pour conserver un guidage monomode.

VII-1- Propriétés des cristaux photoniques bidimensionnels

Les matériaux à Bande Interdite Photonique unidimensionnelle (BIP 1D) ou encore réseau de Bragg, ne contrôlent les radiations lumineuses que dans une certaine ouverture angulaire autour de la normale. Pour permettre le contrôle de la propagation des ondes électromagnétiques avec des angles d'incidences variables, on utilise des matériaux à BIP 2D (Figure I-13).

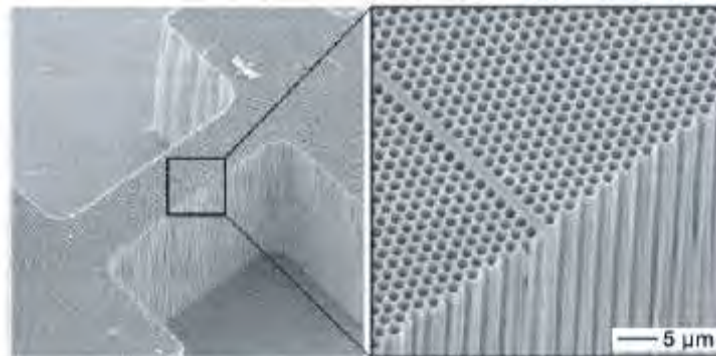


Figure I-13: Cristal photonique bidimensionnel dans du silicium macroporeux avec un défaut unidimensionnel [13].

VII-1-1- Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels

De nombreux théoriciens ont cherché à optimiser les dimensions des structures pour obtenir des bandes interdites complètes même si celles-ci possèdent peu d'application. On distingue 3 principales familles de matériaux à BIP bidimensionnelle selon la forme du réseau :

- **Le réseau carré**

La maille primitive est un carré de côté **a**. Sa zone de Brillouin est un triangle isocèle rectangle ΓXM (Figure I-14) [6].

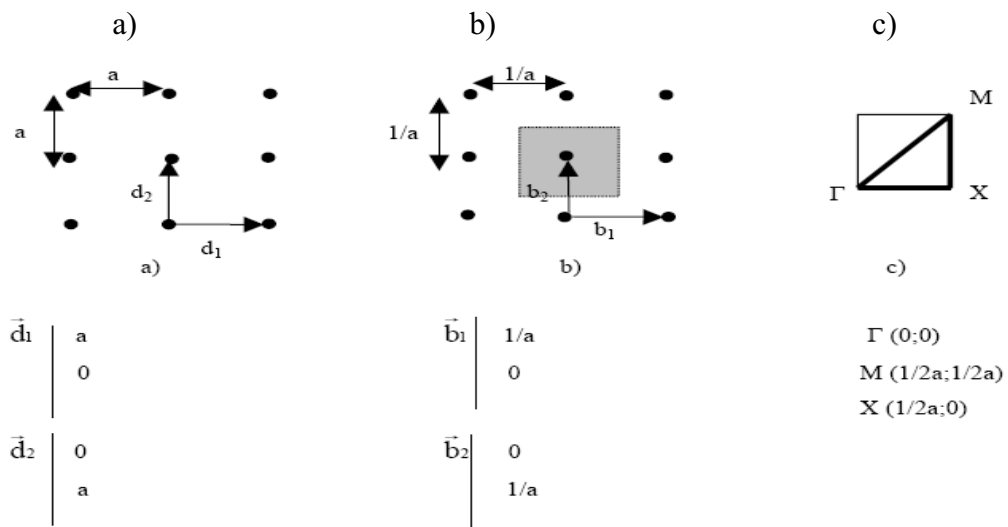


Figure I-14 : Représentation a) d'un réseau carré b) de son réseau réciproque et c) de sa zone de Brillouin.

- **Le réseau triangulaire**

Ce réseau permet d'ouvrir des bandes interdites les plus larges dans le plan. Le réseau est décrit par les vecteurs directs \vec{a}_1 et \vec{a}_2 (Figure I-15(b)). Les vecteurs du réseau réciproque sont définis par:

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{V_c}, \vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{V_c}, \vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{V_c} \dots\dots\dots I-11$$

Où $V_c = \vec{a}_1 (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)$ est le volume de la cellule élémentaire et $\vec{a}_3 = a_3 \vec{e}_z$ ($\vec{e}_z =$ vecteur unitaire dans la direction z). La période du cristal photonique est \mathbf{a} (Figure I-16(a)). Le facteur de remplissage désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un cercle: $A = \pi r^2$, où \mathbf{r} est le rayon du cercle) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau. Pour le réseau triangulaire, l'aire de la cellule

élémentaire est : $A_c = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2$

Le facteur de remplissage est alors [13]:

$$f = \frac{A}{A_c} = \frac{\pi r^2}{\frac{\sqrt{3}}{2} a^2} \dots\dots\dots I-12$$

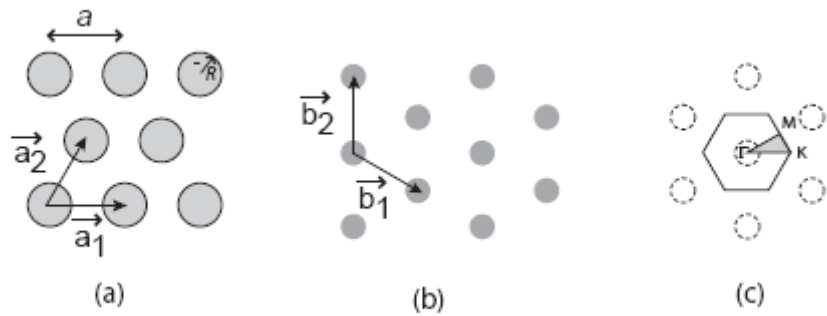


Figure I-15: Réseau triangulaire: (a) réseau direct, (b) réseau réciproque et (c) zone de Brillouin avec les points de symétrie [13].

Les propriétés élémentaires du réseau triangulaire sont résumées sur le tableau I-1 [13].

Vecteurs directs	$\vec{a}_1 = (1,0); \vec{a}_2 = \left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right)$
Vecteurs réciproques	$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a} \left(1, -\frac{1}{3}\sqrt{3}\right); \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a} \left(0, \frac{2}{3}\sqrt{3}\right)$
Facteur de remplissage	$\frac{2\pi}{\sqrt{3}} \frac{r^2}{a^2}$
L'aire de la cellule élémentaire	$\frac{\sqrt{3}}{2} a^2$

Tableau I-1: Propriétés élémentaires du réseau triangulaire.

• **Le réseau hexagonal**

En ôtant quelques motifs au réseau précédent, un réseau hexagonal peut être obtenu (Figure I-16a).

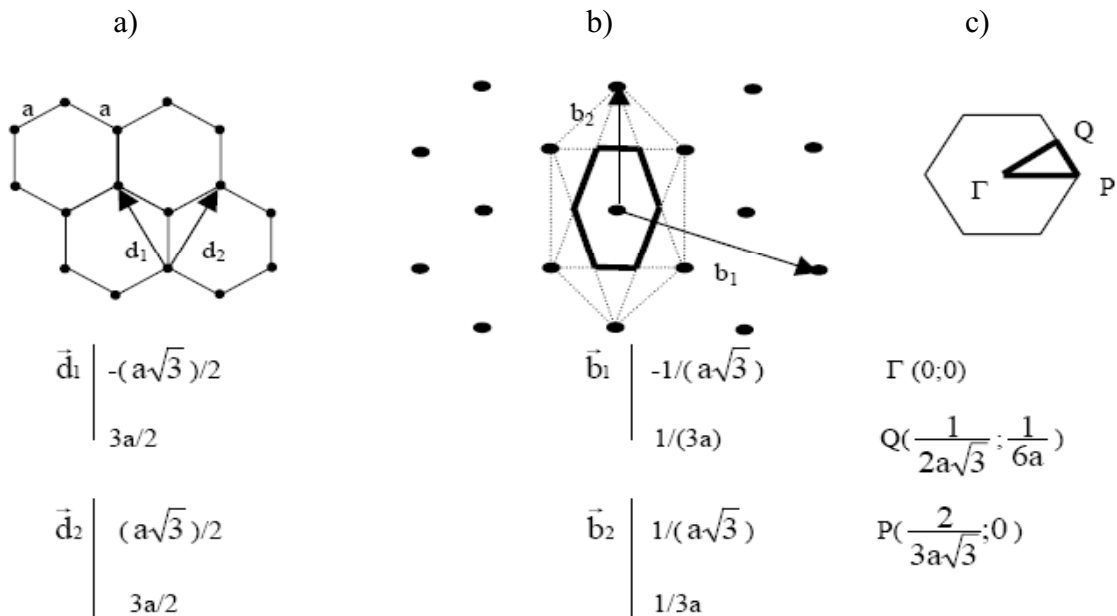


Figure I-16 : Représentation a) d'un réseau hexagonal b) de son réseau réciproque c) et de sa zone de Brillouin [6].

VII-1-2- Structure de Bande Photonique

Généralement, la densité d'états d'une structure à bande interdite photonique est représentée sous forme de structure de plusieurs bandes qui illustre les modes permis en fonction des points de symétrie de la zone de Brillouin. Dans le cas de réseaux bidimensionnels, il faut considérer deux directions de propagation au lieu d'une seule pour le cas unidimensionnel. La polarisation TM (respectivement TE) est définie lorsque le vecteur champ électrique (respectivement champ magnétique) est perpendiculaire aux deux axes de symétries (x et y) du réseau considéré (Fig1-17) [6]. Suivant la polarisation des ondes, les caractéristiques électromagnétiques d'une structure à BIP seront différentes. Il existe donc une bande interdite TE et une bande interdite TM. La bande interdite complète sera la zone commune aux deux bandes interdites.

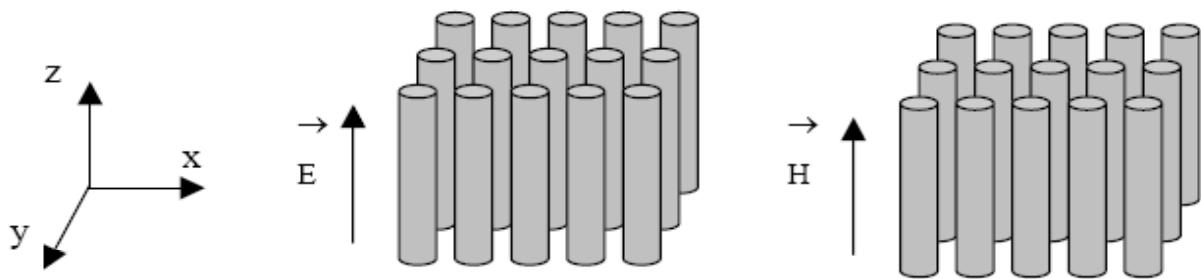


Figure I-17 :

a) polarisation TM

b) polarisation TE

VII-2- Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle

Afin de mieux contrôler la propagation de l'onde électromagnétique quelle que soit son incidence, il faut étendre la bande interdite à deux dimensions pour un contrôle dans tout le plan et à trois dimensions pour le contrôle de l'espace. Considérons un matériau dont l'indice de réfraction est à deux dimensions (Figure I-18(a)). Quelle que soit sa direction d'incidence dans le plan, l'onde voit une structure périodique. A chaque direction dans le plan on peut associer une bande interdite unidimensionnelle. La plage spectrale commune à toutes les bandes interdites dans le plan constitue la bande interdite bidimensionnelle. Pour obtenir le contrôle d'une onde

incidente dans les trois directions de l'espace, un cristal photonique tridimensionnel est nécessaire.

Pour qu'une bande interdite existe, il faut que les bandes interdites unidirectionnelles se recouvrent au moins partiellement sur la première zone de Brillouin (Figure I-18(b)). Ce recouvrement des bandes interdites unidimensionnelles sera maximal si les bandes interdites sont centrées à des fréquences proches.

Il existe des lois d'échelle simples pour ces structures: les fréquences des bandes interdites sont proportionnelles à la période du cristal, de sorte qu'on puisse utiliser la relation [13].

$$u = \frac{a}{\lambda} = \frac{a\omega}{2\pi c} \dots\dots\dots I-13$$

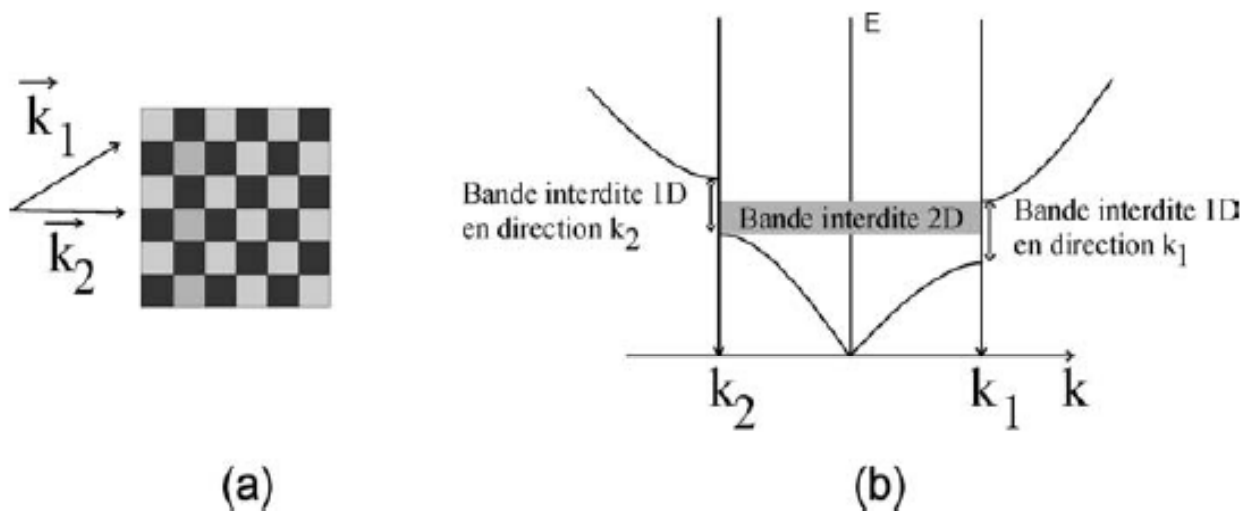


Figure I-18: (a) Schéma d'un cristal photonique à 2 dimensions (vue de dessus) (b) Schéma d'une relation de dispersion d'un cristal photonique bidimensionnel; une bande interdite est obtenue, si les bandes interdites photoniques unidimensionnelles se recouvrent pour des vecteurs \vec{k} qui appartiennent au bord de la zone de Brillouin [13].

VII-3- Diagramme de bandes

Les différentes caractéristiques du CP sont lisibles sur le diagramme de bandes que l'on obtient par la résolution des équations de Maxwell. On peut lire les énergies accessibles des photons dans l'espace réciproque : ce sont les bandes permises ; et les éventuelles BIP qui peuvent être partielles ou complètes (présentes dans toutes les directions de l'espace).

Après la résolution des équations de Maxwell, tout champ peut être décrit par cette forme :

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

Ici, le champ $\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r})$ est le champ magnétique ayant 3 composantes dépendant chacun des $\vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ qui ont les mêmes propriétés de périodicité et de symétrie que la fonction diélectrique $\epsilon(\vec{r})$ et de la phase $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$. On voit que le comportement des photons est donné par une enveloppe périodique multipliée par une onde plane. L'ensemble des fonctions solutions sont les modes de Bloch associés aux valeurs propres $\omega_n(\vec{k})$ qui sont reportées dans le diagramme de bandes, dans la 1^{ère} zone de Brillouin irréductible.

Considérons le cas imaginaire d'un cristal véritablement 2D (c'est-à-dire possédant une extension infinie dans la troisième direction de l'espace), comme par exemple un réseau de trous d'air. Dans ce cas, on peut décomposer le champ électrique en deux polarisations indépendantes, TE et TM. Le résultat du calcul de la structure de bandes obtenu par la méthode des ondes planes est reporté sur la figure I-19.

On voit apparaître une bande interdite assez large pour la lumière polarisée TE, tandis que la bande interdite se réduit fortement pour les modes polarisés TM. Par conséquent, la bande interdite complète du cristal, qui correspond à l'intersection des bandes interdites pour les deux polarisations, est assez étroite. C'est pourquoi bien souvent les cristaux photoniques réalisés en pratique ne possèdent pas de bande interdite complète, mais une bande interdite valable pour une seule polarisation.

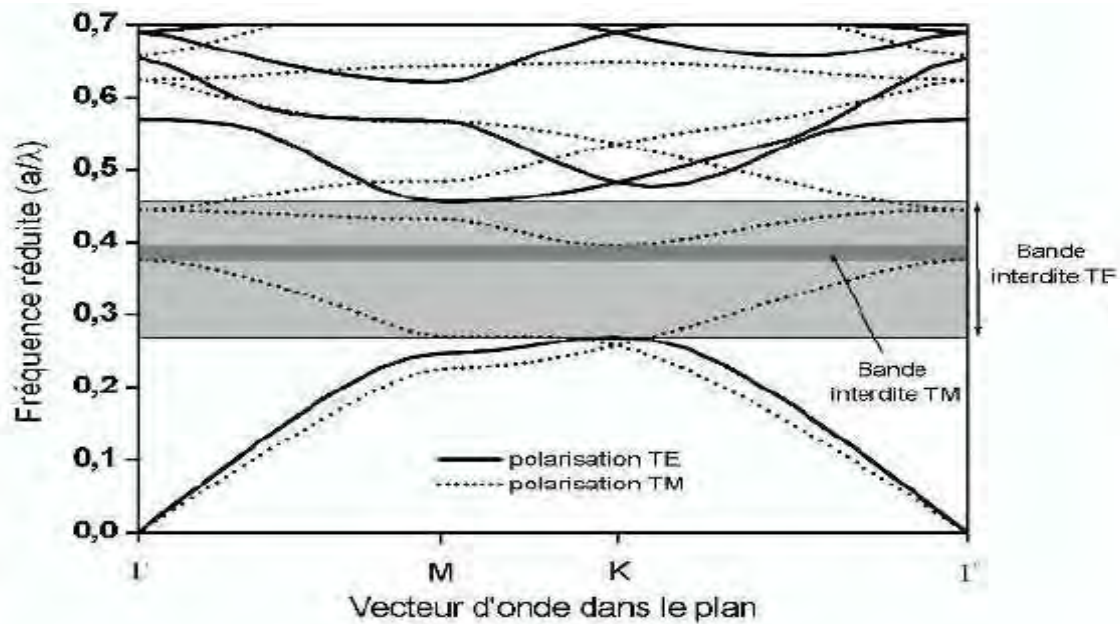


Figure I-19 : Structure de bandes pour un cristal bidimensionnel constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 12$) avec un facteur de remplissage en air de 63% ($r/a = 0.43$). Les bandes sont en traits pleins pour la polarisation TE et en pointillés pour la polarisation TM, r est le rayon des trous et a le paramètre de maille ou période du réseau [5].

Le diagramme de bandes que nous avons présenté pour un cristal 2D n'est plus valable pour le cristal photonique planaire. Un diagramme de bandes tenant compte de la géométrie du guide d'onde classique est présenté sur la figure I-20.

Sur la figure I-20, on donne le diagramme de bandes d'un réseau 2D de maille graphite de trous d'air dans une membrane de GaAs ($n=3.49$). Le facteur de remplissage des trous d'air est de 38%. Nous avons reporté sur cette figure les diverses propriétés générales de dispersion de la lumière des cristaux photoniques. Nous allons exploiter les caractéristiques permettant le confinement de la lumière dans le plan de la périodicité de la structure. Comme le CP est membranaire, le diagramme de bande présente un élément spécifique lié à la hauteur finie : la ligne de lumière (en rouge).

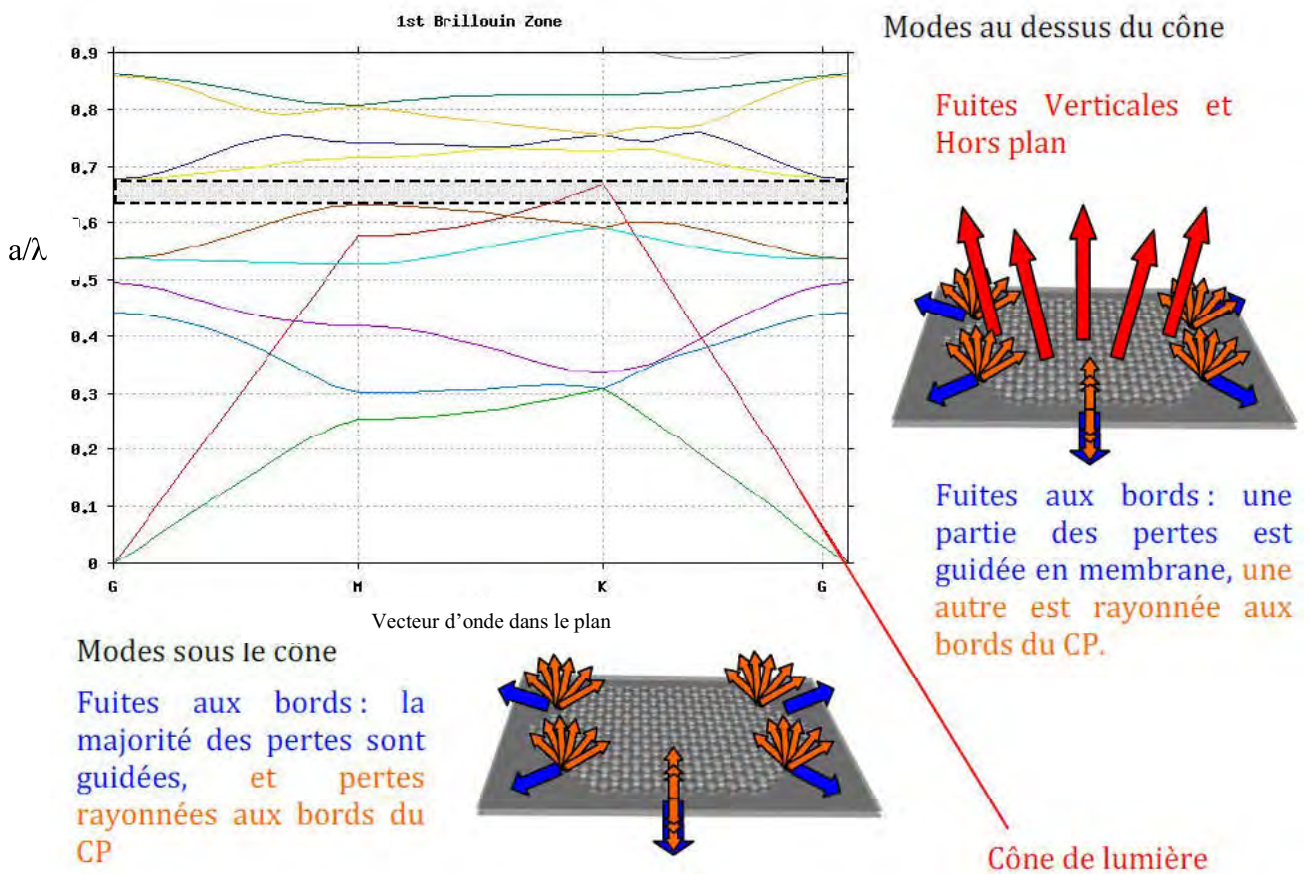


Figure I-20 : Structure de bandes en polarisation TE d'un cristal photonique 2D membranaire constituée d'un réseau graphite de trous d'air dans une membrane d'Arséniure de Gallium. Le facteur de remplissage d'air est de 38% et l'épaisseur de membrane est de 130nm. On présente les modes sous et au dessus du cône de lumière [14].

Lors de la propagation d'un mode sous la ligne de lumière, celui-ci reste parfaitement guidé dans le CP jusqu'aux frontières du CP (interfaces CP / membrane non structurée) ou une partie du mode subit des pertes rayonnées (représentées en orange sur la Figure I-20), et une autre partie est guidée dans la membrane non structurée (représentées en bleu sur la Figure I-20).

Lors de la propagation d'un mode au dessus du cône de lumière, celui-ci a le même type de pertes aux frontières du CP et à une propriété supplémentaire : le mode peut se coupler directement avec le continuum d'états de modes rayonnés.

VII-4- Carte des bandes

Le calcul du diagramme de bande vu précédemment nous renseigne, entre autres, sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation. Néanmoins, deux paramètres peuvent encore être ajustés afin de jouer sur celles-ci : l'indice de la matrice et le facteur de remplissage en air (ou le rapport r/a). Pour un matériau donné (donc pour un indice de la matrice donné), il est intéressant de connaître l'influence du facteur r/a sur la position et la largeur des gaps photoniques : c'est la carte des bandes interdites. Une carte des bandes interdites montre la position de la bande interdite en fonction du facteur de remplissage. La figure I-21(a) montre une carte des bandes interdites (en polarisation TE et TM) d'un cristal photonique sur substrat de GaAs.

Le réseau du cristal photonique est triangulaire. Les bandes interdites TE et TM s'ouvrent respectivement à $f \approx 0.11$ et à $f \approx 0.63$. La largeur de la bande interdite augmente jusqu'à $f \approx 0.73$, où elle est maximale. La région de la bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM et se situe dans la fenêtre d'énergie $u = 0.37-0.56$. Les énergies des bords de bandes se décalent vers les hautes énergies lorsque le facteur de remplissage augmente. La figure I-21(b) montre la bande interdite TE en fonction du facteur de remplissage pour des contrastes d'indice différents ($\Delta n = n_{\text{substrat}} - n_{\text{trou}}$) [13]. Si le contraste d'indice augmente, la position de la bande interdite se déplace vers les basses énergies et la largeur de la bande interdite augmente.

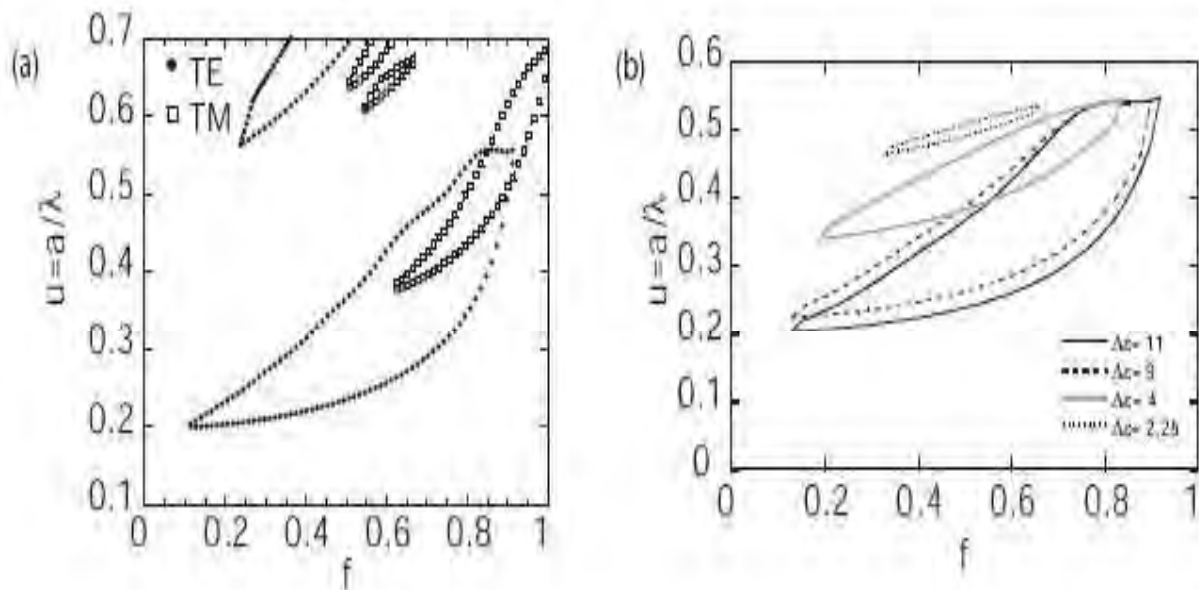


Figure I-21: (a) Carte des bandes interdites en polarisation TE et TM d'un cristal photonique bidimensionnel (réseau triangulaire) gravé dans un milieu diélectrique (b) bandes interdites des cristaux photoniques (réseau triangulaire, polarisation TE) avec des contrastes d'indice différents [13].

VIII- Les différents matériaux utilisés

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

VIII-1- Le Silicium

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

a) Silicium macroporeux

Les cristaux photoniques sur Si macroporeux sont réalisés par gravure électrochimique d'un substrat gravé à la surface: des réseaux triangulaires ou carrés sont gravés par

photolithographie ou lithographie holographique et les trous initiaux sont transférés dans le substrat par traitement KOH chauffé. Les gravures électrochimiques successives dans une solution HF permettent d'obtenir des trous plus profonds (quelques microns) tout en maintenant leur largeur (Figure I-22).

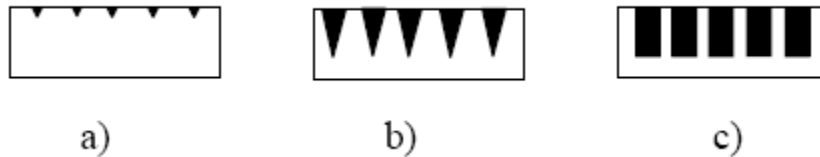


Figure I-22 : a) lithographie holographique, b) traitement KOH, c) gravure électrochimique [6].

b) Si/SiO₂

La technique LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition) [5] permet de réaliser des cristaux photoniques unidimensionnels. Cette procédure nécessite trois étapes :

- Lors de la première étape, du poly-Si est déposé sur un substrat de SiO₂.
- La couche de poly-Si subit une oxydation humide (H₂, O₂). Ce procédé mène à une croissance de SiO₂.
- L'épaisseur de la couche est alors augmentée par un dépôt de SiO₂.

Ces trois étapes sont répétées m fois afin de réaliser une structure multicouche (Si/SiO₂) m .

VIII-2- Les semi-conducteurs III-V

La réalisation de cristaux photoniques sur semi-conducteur est bien maîtrisée actuellement. Parmi les semi-conducteurs III-V utilisés, l'InP, le GaAs et le GaN sont les plus répandus. La littérature montre de nombreuses méthodes de fabrication de réseaux périodiques sur semi-conducteurs (lithographie X , RIE (Reactive Ion Etching) , MBE (Molecular Beam Epitaxy) pour les structures bidimensionnelles et MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition), HVPE (Hybride Vapor Phase Epitaxy) pour les structures unidimensionnelles ...). La technique la plus utilisée pour traiter l'InP ainsi que le GaN est le MOCVD. Celle qui concerne le traitement du GaAs est la RIE ou la MBE [6].

IX- Conclusion

Les cristaux photoniques sont des miroirs caractérisés par leur bande interdite photonique. Un signal incident est réfléchi sur toute face du matériau : les ondes réfléchies par toutes les "interfaces" internes interfèrent constructivement, et la réflexion globale du signal est unitaire.

Les cristaux photoniques bidimensionnels ont une géométrie qui est particulièrement adaptée aux applications de type circuits intégrés tout optique. Les cristaux photoniques 1D, type miroir de Bragg, sont en effet connus depuis bien longtemps, mais ils n'offrent qu'un contrôle modal limité à un faible cône angulaire : seules les ondes dont les directions de propagation sont situées autour de la normale à un tel empilement sont réfléchies. En ce qui concerne les cristaux photoniques tridimensionnels, qui permettent en théorie d'atteindre un contrôle modal ultime, les applications ne sont pas pour un futur proche, même si on doit souligner les efforts technologiques déployés pour étudier les propriétés de ces arrangements tridimensionnels.

Les cristaux photoniques bidimensionnels étant d'excellents miroirs dans la bande interdite photonique, ils peuvent guider à volonté un signal lumineux, fonctionnalité de base de l'optique intégrée. L'un des nombreux attraits conceptuels offerts par les cristaux photoniques et leur structure cristalline est la possibilité d'introduire des défauts dans cette structure. Comme en physique des semi-conducteurs, on crée ainsi un ou plusieurs niveaux localisés, dans la bande interdite [15]. Sans faire l'inventaire de tous les défauts possibles, on réalise aisément la très grande variété de défauts concevables donnant lieu à toutes sortes d'applications potentielles [16].

L'introduction d'éléments à base de cristaux photoniques permettrait de traiter toute l'information sous forme lumineuse et de miniaturiser les circuits actuels. C'est la raison pour laquelle de nombreuses propositions pour des dispositifs à base de cristaux photoniques ont été faites et parfois déjà réalisées, comme les guides d'ondes, les virages, les filtres sélectifs, et les multiplexeurs.....

Bibliographie

- [1] Benoît Lombardet, «Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées», Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne (2005).
- [2] Yohan Desieres, « Conception et études optiques de composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon », Thèse de doctorat n° 01-0081, L'institut national des sciences appliquées de Lyon, Décembre 2001.
- [3] Michael Sarrazin, « Etude de propriétés optiques liées à la transmission de cristaux photoniques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 903, Université de Franche-comté, 24 avril 2002.
- [4] Davy Gerarad, « Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nano structurés : cristaux photoniques et tamis à photons », Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.
- [5] Christian Grillet, «Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée», Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [6] Sandrine Massy, «Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur LiNbO₃», Thèse de doctorat N° 4, Université de Limoges, 2004.
- [7] J.M. Lourtioz, D. Maystre, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gerard, A. Tchelakov, «Les cristaux photoniques ou la lumière en cage », GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [8] F. Mirouh, «Simulation des effets optiques des cristaux photoniques à une dimension», Thèse de magister, Université de Constantine, 2005.
- [9] K.M. Ho, C.T. Chan, and C.M. Soukoulis. Physical Review Letters 65(25), 3152 (1990).
- [10] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, K.M. Leung, Phys. Rev. Lett., 58, 2295 (1991).
- [11] Y.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm and Norris D.J. Nature 414(6861), 289–293 (2001).
- [12] Yannick Merle, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 47-2003, Université de Limoges, Novembre 2003.
- [13] Barbara Wild « Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité », Thèse de doctorat n° 3573, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne (2006).
- [14] Patrick Nedel, « Nanostructures Photoniques Ultimes pour l'Information Quantique », Thèse de doctorat n° 2010-11, Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL) – CNRS UMR 5270, 2010.

[15] Yablonovitch, E., Donor and acceptor modes in photonic band structure. *Physical Review Letters*, 1991. 67: p. 3380-3383.

[16] Meade, R.D., et al., Photonic bound states in periodic dielectric materials. *Physical Review B*, 1991. 44: p. 13772.

Chapitre II
*Le guidage dans les
cristaux photoniques
bidimensionnels*

Le guidage dans les cristaux photoniques bidimensionnels

I- Introduction

Les cristaux photoniques pour l'optique peuvent par exemple interdire la propagation de la lumière dans certaines directions et pour des énergies comprises dans ce que l'on appelle une bande interdite photonique BIP. Aussi ils permettent d'envisager la réalisation de dispositifs nanométriques pour la manipulation de la lumière. Des comportements nouveaux apparaissent, se différenciant nettement de ceux de l'optique traditionnelle.

Si l'on introduit des défauts dans le cristal photonique, de nouveaux états permis apparaissent dans la bande interdite photonique, comme lors du dopage des impuretés d'un semi-conducteur. La lumière peut être confinée selon plusieurs dimensions selon le défaut et la dimensionnalité du cristal photonique. Par exemple, si l'on introduit un défaut unidimensionnel dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée en deux dimensions : une cavité bidimensionnelle est créée. Si l'on introduit un défaut linéaire dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée dans une dimension et elle est libre de se propager dans l'autre dimension, ce qui constitue un guide d'onde. En utilisant ces concepts de base, il est alors possible de concevoir des dispositifs pour l'optique intégrée avec ces cavités et ces guides d'ondes.

Il est important de souligner que le mécanisme de guidage est complètement différent de celui existant dans les guides d'ondes classiques, puisque ce n'est pas la réflexion totale due à la différence d'indice de réfraction qui assure le guidage, mais l'existence d'une bande interdite photonique. La conséquence immédiate est que l'on peut envisager de fabriquer des

guides optiques présentant des courbures importantes, chose impossible dans un guide basé sur la réflexion totale.

II- Théorie des guides d'ondes optiques

L'élément de base d'un circuit optique intégrée est le guide d'onde plan. Il est dans ce domaine ce qu'est le fil conducteur pour l'électronique. Il est possible à partir de cet élément simple, de réaliser différents composants optiques de base, comme des sources, des modulateurs, des déviateurs etc. D'où l'intérêt d'étudier ce composant de base.

Le guide d'onde optique est un des fondements du développement de l'optique intégrée dans divers domaines, comme la communication optique, le traitement du signal optique, ou l'informatique optique. Il s'applique dans des fonctions de couplage, de modulation, de multiplexage, d'amplification... Généralement un guide est défini comme une structure permettant de confiner et de guider de la lumière. Il y a différentes sortes de géométries de guides, elles sont schématisées sur la figure II-1. Si la variation de l'indice de réfraction en fonction de la profondeur est abrupte, on parle de guides d'ondes à saut d'indice, si elle varie graduellement avec la profondeur ce sont des guides à gradient d'indice.

Pour cette partie la propagation de la lumière sera décrite à l'aide du modèle simple du guide d'ondes plan à couches diélectriques. Etant donné que la théorie des guides d'ondes est présentée dans de nombreux ouvrages [1-3] et thèses, certains aspects seront traités sommairement.

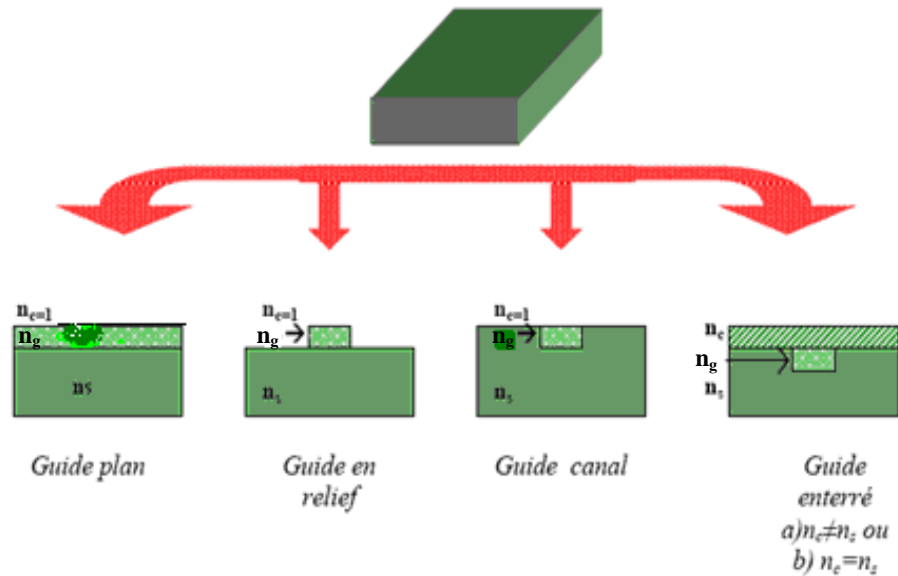


Figure II-1 : Différents types de guides d'ondes.

II-1- Guide d'onde plan

Les guides d'ondes plans sont des structures à trois couches permettant le confinement et la propagation d'une onde optique dans une direction bien déterminée à l'intérieur de la couche centrale dite couche guidante. Le confinement de l'onde optique s'effectue par des réflexions totales successives sur les deux interfaces couche guidante-substrat et couche guidante-revêtement. Dans sa forme la plus simple, un guide classique est constitué d'une couche mince d'indice de réfraction n_g entourée d'un substrat d'indice $n_s < n_g$ et un revêtement supérieur d'indice $n_c < n_g$ (Figure II-2).

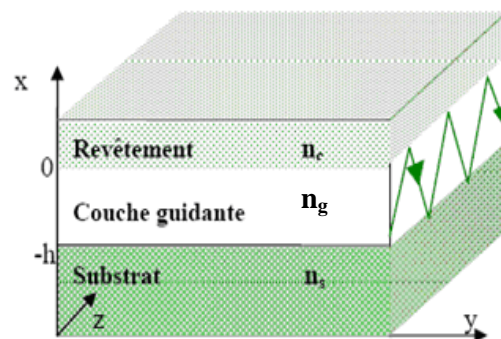


Figure II-2 : Représentation graphique du guide plan à couches diélectriques.

En considérant la lumière qui se propage dans la couche guidante en tant que rayon lumineux, on obtient un trajet en forme de zigzag. Ce sont donc la réflexion et la réfraction aux interfaces diélectriques qui déterminent cette propagation (Figure II-3). Elles sont décrites par la loi bien connue de Snell-Descartes, à savoir (pour deux milieux d'indices de réfraction n_1 et n_2):

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \dots\dots\dots \text{II-1}$$

Qui formule la dépendance entre l'angle de réfraction θ_2 et l'angle de réflexion θ_1 d'un rayon incident.

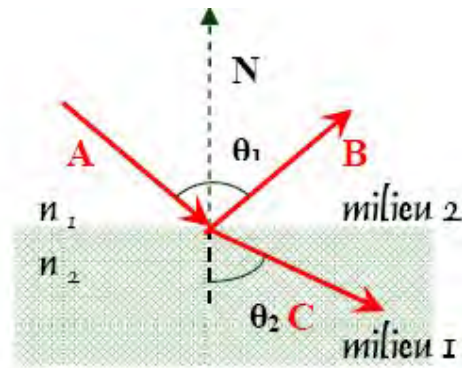


Figure II-3 : Réflexion et réfraction d'un rayon optique à l'interface de deux milieux d'indice de réfraction n_1 et n_2 .

En revenant au modèle simple d'un guide plan (Figure II-2), on peut donc définir les angles critiques des interfaces supérieures et inférieures du guide comme :

$$\theta_c = \text{Arc sin} \frac{n_c}{n_g} \dots\dots\dots \text{II-2}$$

et

$$\theta_s = \text{Arc sin} \frac{n_s}{n_g} \dots\dots\dots \text{II-3}$$

Etant donné qu'en général $n_s > n_c$ et $\theta_s < \theta_c$, l'angle d'incidence θ peut se trouver dans trois gammes de valeurs, comme présenté sur la figure II-4:

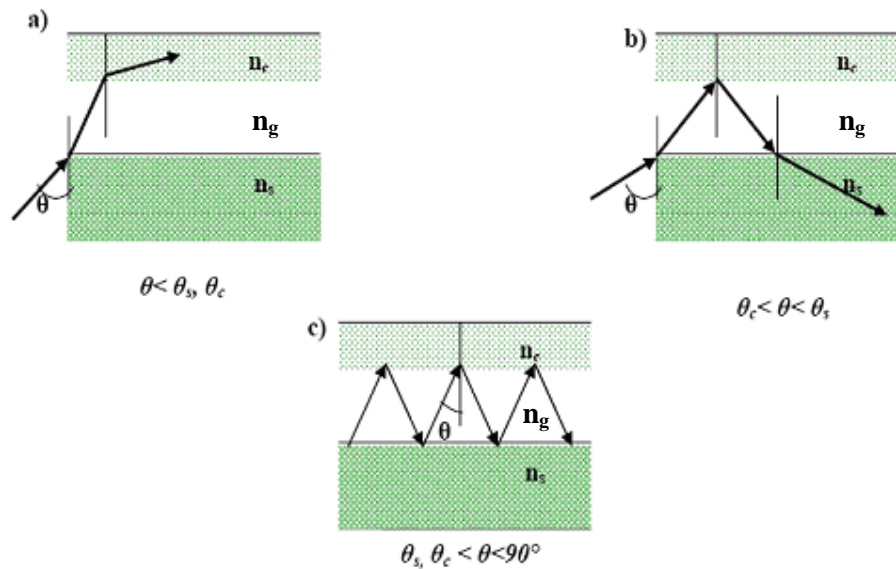


Figure II-4 : Propagation des modes dans un guide plan en fonction de l'angle d'incidence θ .

Si $(\theta < \theta_s, \theta_c)$, le rayon optique est réfracté et s'échappe de la zone guidante à travers le revêtement, la lumière n'est pas confinée.

Si $(\theta_c < \theta < \theta_s)$, le rayon lumineux incident du substrat est réfracté par l'interface guide-substrat, ensuite entièrement réfléchi à l'interface guide-revêtement et enfin réfracté dans le substrat à travers lequel la lumière s'échappe de la structure.

Si $(\theta_s, \theta_c < \theta < 90^\circ)$, c'est le cas idéal, des modes sont guidés suite à la réflexion interne totale aux deux interfaces. La lumière est piégée à l'intérieur, confinée dans la couche et se propage en forme de zigzag. S'il n'y a pas de pertes, elle peut être guidée sans atténuation.

Pour simplifier encore l'analyse on peut présumer que la direction de propagation de la lumière dans un guide est suivant oz , que le confinement se produit transversalement dans la direction ox , et enfin que la structure et la lumière sont uniformes dans la direction oy . Dans ce cas on considère des ondes stationnaires dans la direction x et des ondes progressives dans la direction z .

II-2- Modes guidés

Il est possible de développer une théorie qui décrit la propagation de la lumière confinée dans une seule direction en considérant le trajet zigzagué d'un rayon lumineux par réflexion totale interne sur les interfaces entre la couche de guidage, le substrat et le revêtement. Cependant, c'est la théorie électromagnétique qui permettra de donner une véritable image des phénomènes qui se produisent dans un guide.

II-2-1- Equations de Maxwell

Dans un milieu sans charges, ni courant, les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} vérifient les équations de Maxwell:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \dots\dots\dots \text{II-4} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \dots\dots\dots \text{II-5} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \dots\dots\dots \text{II-6} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \dots\dots\dots \text{II-7} \end{array} \right.$$

Les champs \vec{E} et \vec{H} sont de la forme :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y) \exp(-i\beta z) \exp(i\omega t) \dots\dots\dots \text{II-8}$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y) \exp(-i\beta z) \exp(i\omega t) \dots\dots\dots \text{II-9}$$

En remplaçant \vec{E} et \vec{H} par leurs expressions dans les équations II-4 et II-6, nous aboutissons à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_z}{\partial y} + i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x \dots\dots\dots \text{II-10} \\ i\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y \dots\dots\dots \text{II-11} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu_0 H_z \dots\dots\dots \text{II-12} \end{array} \right.$$

Et

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z}{\partial y} + i\beta H_y = i\omega\varepsilon E_x \dots\dots\dots\text{II-13} \\ i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon E_y \dots\dots\dots\text{II-14} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega\varepsilon E_z \dots\dots\dots\text{II-15} \end{array} \right.$$

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

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta E_y = -\omega\mu_0 H_x \dots\dots\dots\text{II-16} \\ i\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y \dots\dots\dots\text{II-17} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z \dots\dots\dots\text{II-18} \\ \text{et} \\ \beta H_y = \omega\varepsilon E_x \dots\dots\dots\text{II-19} \\ i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon E_y \dots\dots\dots\text{II-20} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega\varepsilon E_z \dots\dots\dots\text{II-21} \end{array} \right.$$

i) Modes TE

A partir des équations II-16 – II-21, nous obtenons les relations pour les modes TE:

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta E_y = -\omega\mu_0 H_x \dots\dots\dots\text{II-22} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z \dots\dots\dots\text{II-23} \\ i\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon E_y \dots\dots\dots\text{II-24} \end{array} \right.$$

En substituant les équations II-22 et II-23 à II-24 afin d'éliminer H_x et H_z , nous établissons l'équation d'onde pour les modes TE :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (\omega^2 \mu_0 \varepsilon - \beta^2) E_y = 0 \dots\dots\dots\text{II-25}$$

Où

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E_y = 0 \dots\dots\dots \text{II-26}$$

Avec $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ et $n_i = \sqrt{\varepsilon(i)}$: Indice de réfraction local d'une couche i (n_c, n_g, n_s) (à partir de la figure II-2).

ii) Modes TM

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

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta H_y = \omega \varepsilon E_x \dots\dots\dots \text{II-27} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} = i \omega \varepsilon E_z \dots\dots\dots \text{II-28} \\ i \beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i \omega \mu_0 H_y \dots\dots\dots \text{II-29} \end{array} \right.$$

On obtient donc une équation analogue à (II-26), mais pour la composante H_y :

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) H_y = 0 \dots\dots\dots \text{II-30}$$

II-2-2- Analyse des modes guidés

Les équations (II-22, II-23, II-24) correspondent à la propagation des modes TE (transverse électrique ; $E_x = E_z = 0$) et les équations (II-27, II-28, II-29) correspondent à la propagation des modes TM (transverse magnétique ; $H_x = H_z = 0$).

Les composantes E_y (modes TE) ou H_y (mode TM) sont les solutions de l'équation d'onde.

La solution auxiliaire de l'équation d'onde pour chaque région, prend donc la forme suivante :

$$k^2 = \beta^2 - k_0^2 n_i^2 \dots\dots\dots \text{II-31}$$

Pour $k_0 n_c, k_0 n_s \leq \beta \leq k_0 n_g$, le champ modal varie sinusoidalement dans le guide et exponentiellement décroissant à l'extérieur : il y'a donc confinement au niveau du cœur du guide, on appelle ces modes, les modes guidés.

Pour $\beta \leq k_0 n_c, k_0 n_s$, le champ modal varie également sinusoidalement dans les régions du substrat et revêtement décrivant le cas des modes de radiation.

Pour $\beta \geq k_0 n_g$, $k_0^2 n_i^2 - \beta^2$ est négatif quelque soit \mathbf{x} et les solutions de l'équation présentent une divergence exponentielle ce qui n'est pas physique.

III- Matériaux BIP à défaut

III-1- Principe de base

Un attrait majeur des cristaux photoniques repose sur l'insertion contrôlée de défauts au sein du cristal lors de sa fabrication. Les géométries possibles sont quasi infinies et peuvent aller de la modification de la taille ou de l'indice d'un seul motif du cristal à des défauts plus étendus comme le retrait de rangées entières de motifs. Comme pour les semi-conducteurs, ces défauts peuvent générer des états permis aux fréquences de la bande interdite du cristal parfait et être ainsi le « support » d'un champ électromagnétique propagatif pour ces fréquences. Un contrôle de la propagation de la lumière au sein du cristal et à l'échelle de la longueur d'onde est alors envisageable via ces défauts. L'utilisation de ces structures ouvre notamment une voie vers une miniaturisation des composants d'optique intégrée et une amélioration de leurs performances.

III-2- Les différents types de défaut

Comme dans les semi-conducteurs, des défauts peuvent être volontairement introduits dans les cristaux photoniques. Les défauts dans les semi-conducteurs ont pour effet d'introduire des niveaux d'énergie autorisés dans la bande interdite [4]. Dans le cas des cristaux photoniques, la création de défauts dans la périodicité de la structure conduit également à des niveaux d'énergies permis dans la bande interdite[5].

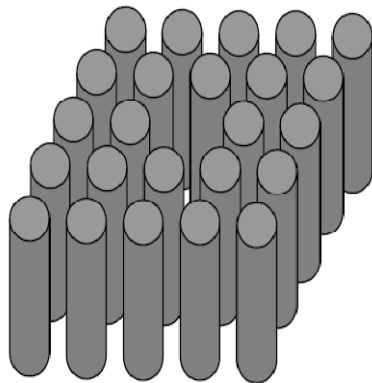
Plusieurs types de défauts sont réalisables et permettent de concevoir certaines applications telles que les filtres à haute sélectivité puisque seule l'onde électromagnétique dont la fréquence correspond à celle du mode permis sera transmise. La façon la plus simple de créer un ou plusieurs modes permis dans la BIP consiste à introduire un défaut dans le

cristal, c'est-à-dire une imperfection dans l'arrangement périodique de la structure diélectrique. En ce qui concerne les cristaux photoniques à deux dimensions qui nous intéressent plus particulièrement dans ce travail, on peut considérer plusieurs types de défauts

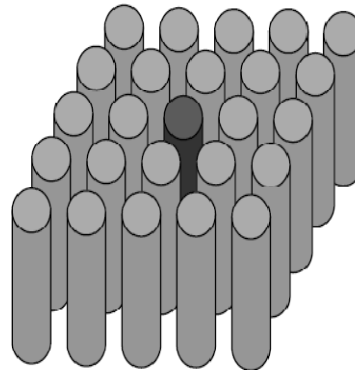
III-2-1- Défauts ponctuels et micro-cavité

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau. Pour les cristaux photoniques composés de cylindres diélectriques, la constante diélectrique d'un cylindre peut être changée ou bien le cylindre peut être enlevé, ce qui crée une lacune dans le cristal. Cela correspond à une micro-cavité à l'intérieur du cristal photonique (Figure II-5). Pour les cristaux photoniques constitués de trous dans un matériau diélectrique, ces trous peuvent être modifiés géométriquement, généralement, on modifie le rayon du trou en question 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, il se retrouve complètement confiné, vu qu'il est entouré d'un matériau réfléchissant à cette longueur d'onde Figure II-6 . La figure II-7 présente le spectre de transmission calculé d'un cristal 2D de symétrie hexagonale, formé de tiges diélectriques, le défaut est dû dans ce cas à une tige manquante. Si le spectre de transmission reste, pour une grande part, identique à celui du cristal sans défaut avec une bande interdite comprise entre 0.9 et 1.3 μm en longueur d'onde, la présence du défaut se traduit par un pic de transmission étroit et unique à 1.1 μm .



Retrait d'un cylindre



Modification de la constante diélectrique d'un cylindre

Figure II-5: Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques.

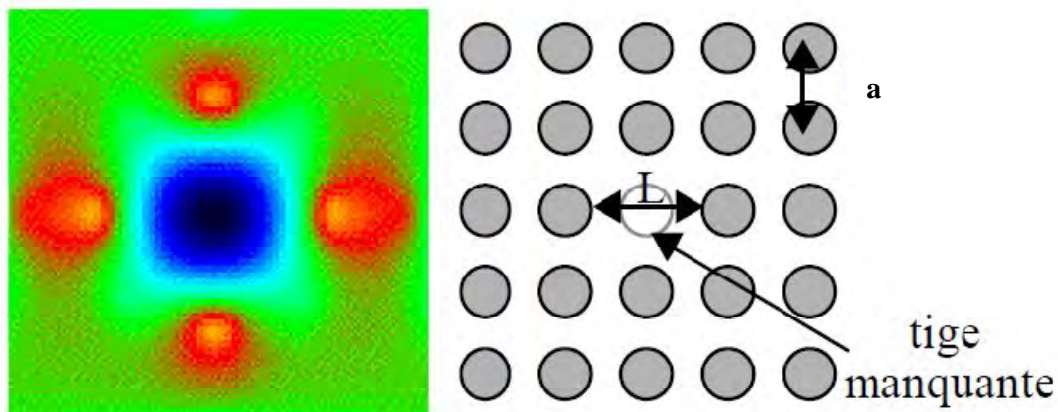


Figure II-6: Résonance à 35.5 GHz de la cavité engendrée par la suppression d'une tige pour le réseau carré diélectrique de tiges d'alumine, période $a=3\text{mm}$, $d=1.5\text{mm}$ (onde polarisée TM). L'énergie est concentrée sur les quatre premières tiges voisines des défauts [5].

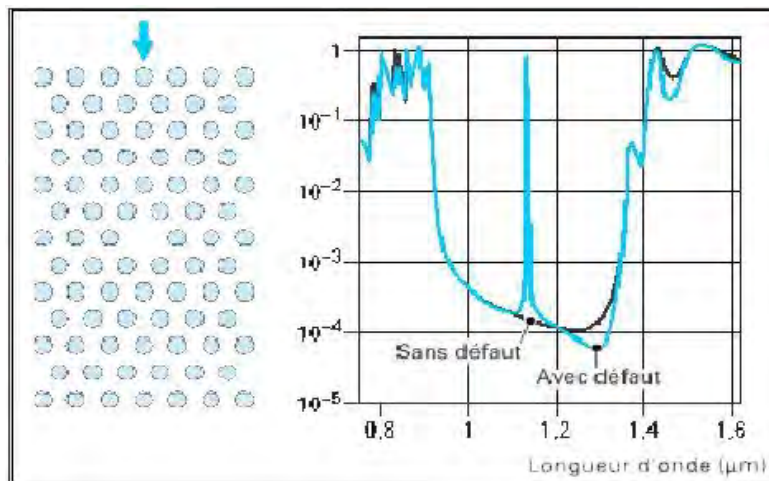


Figure II-7: Spectres de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec et sans défaut ponctuel [6].

Les caractéristiques de ces défauts ont été étudiées par plusieurs équipes [7,8]. Ces deux derniers ont été parmi les premiers dès 1991 à calculer les fréquences des modes de défauts dans un cristal photonique de réseau carré. La transmission de ces structures a été étudiée par [9,10], Joannopoulos et al ont montré théoriquement que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées en modifiant la taille et le type de défauts.

III-2-2- Défauts couplés

Pour obtenir des effets de couplage dans un cristal photonique, on peut rapprocher délibérément des défauts (quasi) ponctuels. Un exemple en est donné sur la figure II-8, où un cristal photonique hexagonal est « creusé » d'une chaîne de cavités. Chaque cavité, elle-même hexagonale, est obtenue en retirant sept motifs groupés. Les cavités sont séparées les unes des autres par une seule rangée de motifs. On assiste, dans ces conditions, à un couplage de modes de résonance de cavités voisines. Les modes couplés se dédoublent et le dédoublement se reproduit de cavité à cavité. On finit alors par obtenir une bande de transmission (une bande permise) au lieu du pic de transmission unique observé sur la figure II-7. La direction d'alignement des cavités fixe la direction de propagation permise pour les ondes électromagnétiques. La chaîne de cavité forme donc un guide optique que l'on désigne sous l'acronyme CROW (Coupled Resonator Optical Waveguide) [6].

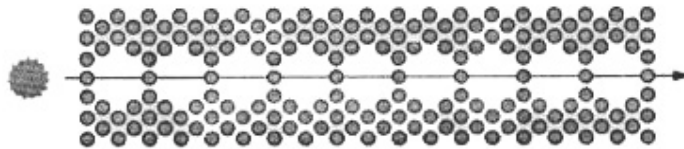


Figure II-8 : Guide à cavités couplées.

III-2-3-Défauts étendus

En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou de plusieurs rangées de trous) dans le cristal photonique, il est possible de guider la lumière selon une direction choisie. Un photon restera confiné dans le guide si son énergie est située à l'intérieur de la bande interdite. Des composants divers sont réalisables à partir de défauts linéaires (Figure II-9).

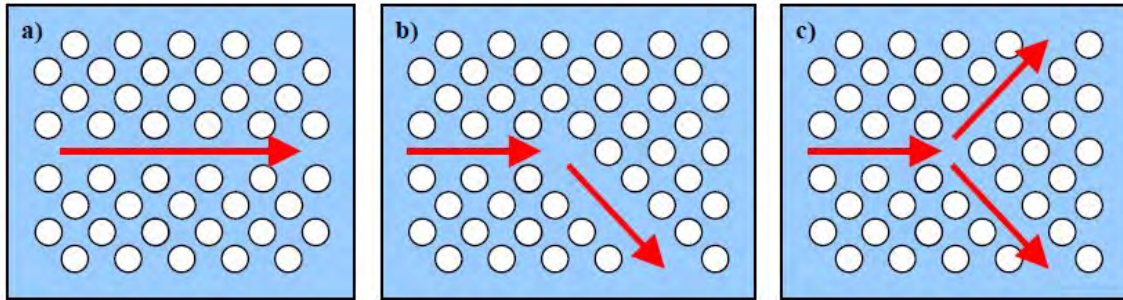


Figure II-9: Différents composants à base de défauts linéaires a) guide droit, b) virage à 120° et c) jonction Y

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

a) Dimensions des motifs élémentaires

Pour rompre la périodicité d'une structure BIP, on peut modifier la taille du motif élémentaire qui compose le cristal photonique (Figure II-10).

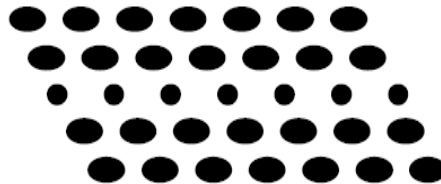


Figure II-10 : Défaut de dimension du motif élémentaire.

Sur cette figure les dimensions des motifs élémentaires de la troisième rangée ont été réduites.

b) Distance entre motifs élémentaires

On peut aussi modifier l'espace qui existe entre les motifs élémentaires des réseaux cristallins (Figure II-11).

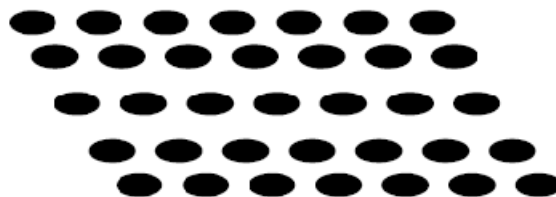


Figure II-11 : Défaut de distance entre motifs élémentaires.

Sur la figure II-11, l'écart entre la deuxième et la troisième rangée et l'écart entre la troisième et la quatrième rangée ont été augmentés pour former le défaut.

c) Valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires

Il est possible de modifier localement la nature du matériau et plus concrètement en agissant sur la valeur de la permittivité relative (Figure II-12).

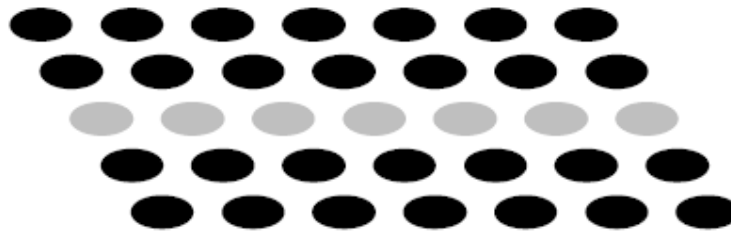


Figure II-12 : Défaut sur la permittivité relative.

Sur cette figure, la permittivité des motifs élémentaires de la rangée du milieu a été changée.

d) Défaut par vacuité

Le défaut par vacuité correspond à l'élimination de motifs élémentaires qui se trouvent remplacés par la permittivité du substrat (Figure II-13).

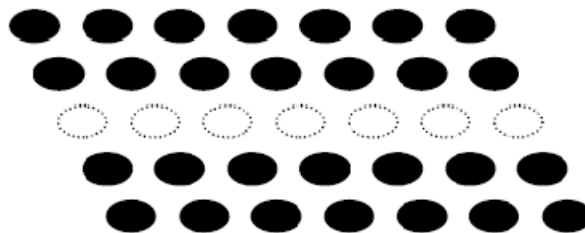


Figure II-13: Défaut par vacuité (c'est le défaut le plus utilisé).

Les motifs élémentaires de la rangée du milieu ont été enlevés.

IV- Guides d'ondes dans les cristaux photoniques

L'utilisation de défauts linéiques pour réaliser des fonctions de guidage a été introduite en 1994 par Meade *et al.* Les études du guidage sont toutefois restées théoriques [11] jusqu'en 1997 où une première démonstration expérimentale de transmission a été faite dans le domaine des micro-ondes [12] puis en technologie macro poreux dans l'infra rouge [13]. Cette propagation guidée n'est plus limitée par les lois de la réfraction aux interfaces du guide et il est possible de réaliser des guides présentant des rayons de courbure de l'ordre de la longueur d'onde avec des transmissions théoriques très proches de l'unité [14].

Un guide est un défaut linéique introduit au sein d'un cristal photonique. Si l'on se restreint à une périodicité dans deux directions de l'espace, le cristal photonique 2D est constitué soit de tiges de diélectrique entourées d'air, soit de trous d'air gravés à travers une matrice diélectrique. Un guide d'onde peut alors être créé en écartant deux demi-plans de cristaux photoniques (Figure II-14). L'écart entre ces deux demi-plans, la direction cristallographique ainsi que la symétrie des bords définissent un guide unique. Ici, le défaut est une ligne de trous qui a été omise, formant un défaut linéique. La lumière ne pouvant pénétrer au sein du cristal photonique, elle est contrainte de se propager le long du défaut : on a ainsi réalisé un guide. Ce guide est appelé guide W1, car il est formé par l'omission de la gravure d'une ligne de trous. Les guides formés de l'omission de deux lignes de trous sont appelés W2, ceux de trois rangées de trous W3 ceux de N rangées de trous WN.

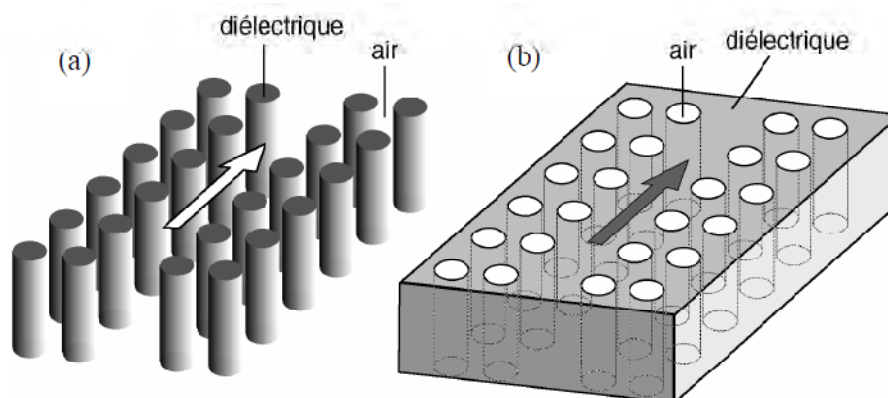


Figure II-14 : Schéma d'un guide d'onde défini (a) dans un réseau bidimensionnel de tiges de diélectriques et (b) dans un réseau de trous d'air.

En fait, il existe une grande variété de guides à cristal photonique. Notons, par exemple, que les cristaux photoniques 2D constitués de réseaux de trous sont généralement préférés aux réseaux de tiges diélectriques déconnectées, non seulement parce qu'ils permettent d'aboutir à une bande interdite complète, mais aussi et surtout parce que les pertes par diffraction hors du plan de propagation y sont moins importantes. Or, dans le cas de réseaux de trous, la façon la plus naturelle de créer un guide optique consiste à obturer les trous d'une ou plusieurs rangées. Dans ce cas, le cœur du guide se retrouve avec un indice moyen plus élevé que celui des régions environnantes. On peut donc aboutir à une situation hybride où l'on a simultanément un guidage réfractif et un guidage par bande interdite photonique.

IV-1- Direction cristallographique

Par analogie avec la cristallographie des solides, à chaque réseau périodique bidimensionnel d'indice optique, on peut associer un réseau réciproque. Dans l'espace réciproque, il existe des directions de plus haute symétrie. Il suffit de décrire le comportement d'une onde se propageant suivant ces directions pour décrire complètement le cristal photonique. Considérons le cas d'un réseau triangulaire constitué de trous d'air, on désigne la période du cristal, c'est-à-dire la distance entre deux trous plus proches voisins. Les deux directions privilégiées sont ΓM et ΓK . Deux types de défauts linéiques peuvent être créés suivant la périodicité des bords du cristal (Figure II-15). Un guide dont la direction cristallographique des bords est ΓK (ΓM) est désigné par " WN^K " (" WN^M ").

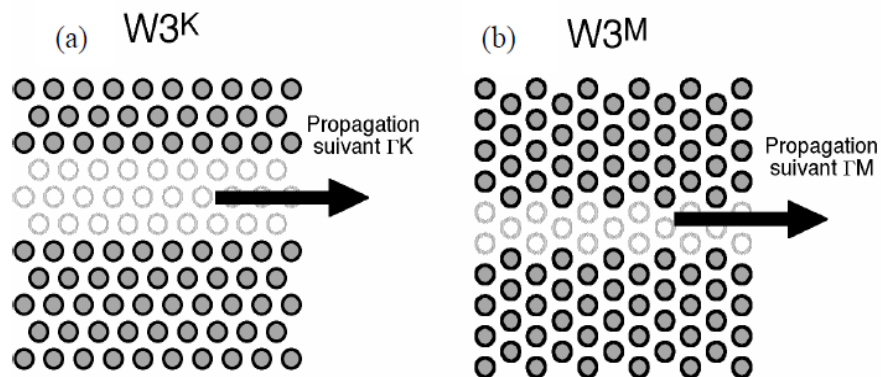


Figure II-15 : exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air (a) suivant la direction ΓK et (b) suivant la direction ΓM .

IV-2- Symétrie des bords

Les trous situés de part et d'autre du guide peuvent être : (i) soit en vis-à-vis, et, dans ce cas, le guide est dit symétrique, ou encore de type A (Figure II-16(a)) ; (ii) soit décalés d'un nombre demi entier de périodes, dans ce cas le guide est dit antisymétrique, ou encore de type B (Figure II-16(b)).

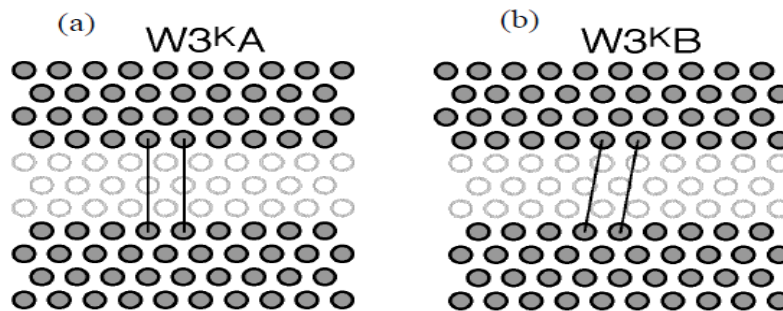


Figure II -16 : exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air (a) de type A et (b) de type B.

IV-3- Confinement latéral d'un guide à cristaux photoniques

Dans un guide plan optique et symétrique, les modes ne sont confinés dans la zone de fort indice n_g que s'ils satisfont à la condition de réflexion totale à l'interface entre le guide d'indice n_g et son milieu extérieur d'indice n_s . La zone où cette condition n'est pas satisfaite peut être ainsi représentée par une zone particulière dans le diagramme $\omega(k_x)$. Cette zone est communément appelée cône de lumière (Figure II-17).

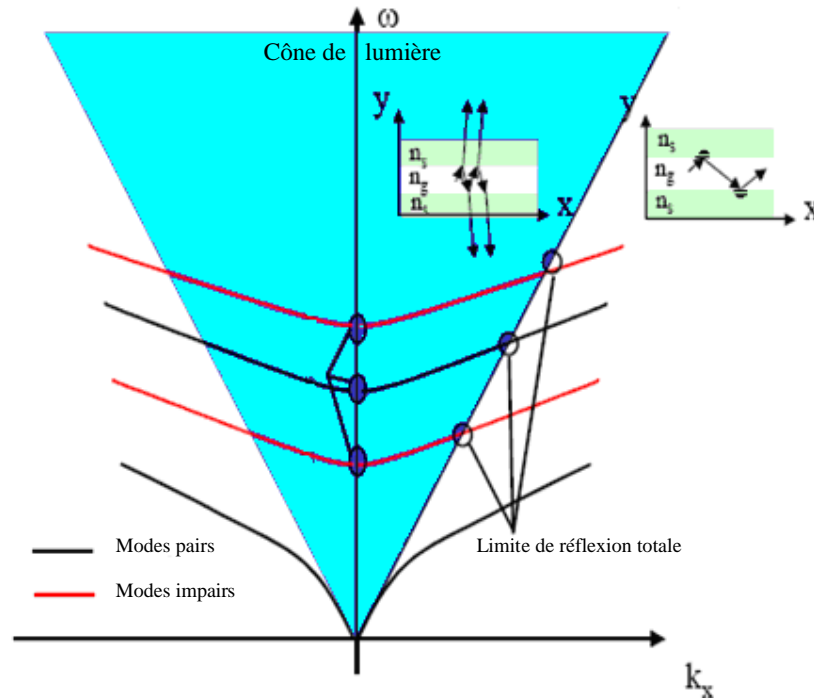


Figure II-17 : Courbe de dispersion schématisée d'un guide plan optique [15].

Dans le cas où le milieu bordant le guide est un cristal photonique, ce sont les relations de dispersion du cristal qu'il faut projeter suivant la direction de propagation ΓK . Cette projection aboutit à un continuum d'états possibles dans le diagramme $\omega - k_x$. Celui-ci peut être vu comme le cône de lumière du cristal photonique (Figure II-18). La périodicité du guide permet de limiter la représentation du diagramme de dispersion à l'intervalle $-\pi/a \leq k_x \leq \pi/a$. A la différence du guide classique, une bande interdite apparaît dans ce cône pour $0.425 \leq a/\lambda \leq 0.3$, permettant le confinement latéral de nouveaux modes.

Une caractéristique générale des guides à cristaux photoniques est leur fort confinement latéral. Dans la série de défauts WN, le nombre de modes sera donc minimum pour $N=1$. D'autres types de défauts permettent la réduction du nombre de modes dans la bande interdite, mais reposent soit sur une modification locale de la topologie du cristal, soit sur un type de défaut qui joue sur la diminution de la taille des motifs d'air.

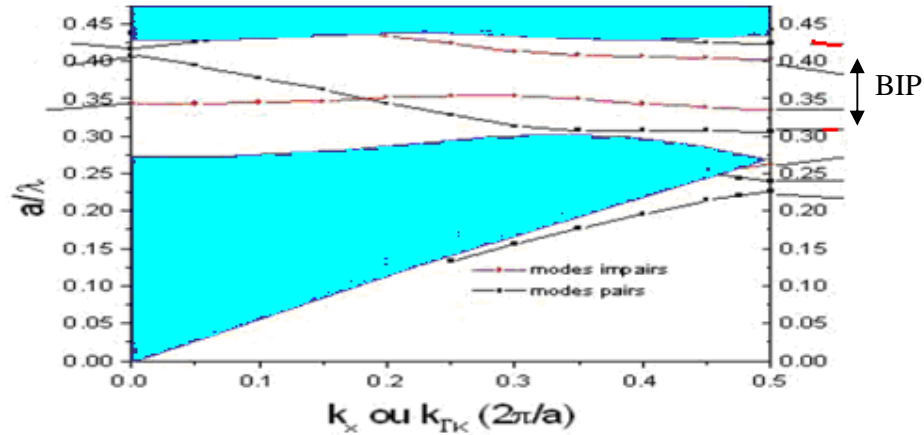


Figure II-18 : Courbes de dispersion d'un guide W1 suivant ΓK . $f = 0.5$. Calcul 2D FDTD en polarisation TM [15].

- **Influence du défaut sur le diagramme de dispersion**

L'insertion du défaut dans la structure influe fortement sur le diagramme de dispersion [7]. Un diagramme de bande en orientation ΓK est tracé pour un CP à maille hexagonale sans défaut (un indice du matériau égal à 3.21 et un facteur de remplissage en air égal à 30%) ainsi que pour un guide W3 et W5 (figure II-19). En comparant les diagrammes de dispersion, les structures avec défauts font apparaître des modes supplémentaires qui se propagent à l'intérieur de la BIP du cristal parfait. En augmentant, la largeur du défaut de W3 à W5, le nombre de modes augmente dans le guide.

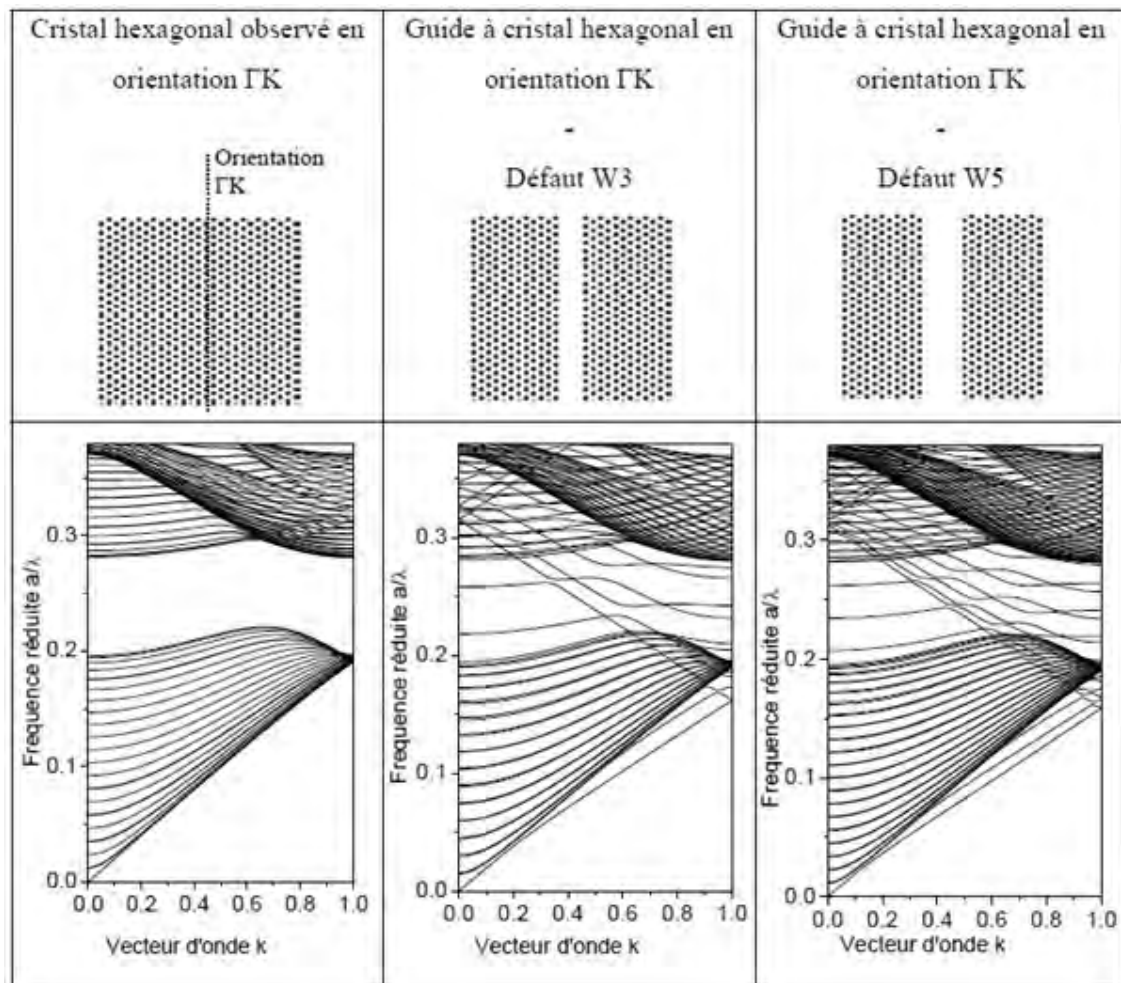


Figure II-19 : Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille hexagonale en orientation ΓK . De gauche à droite : CP sans défaut ; guide W3 ΓK ; guide W5 ΓK [7].

V- Intérêts du guide à cristal photonique

Le guide d'onde optique est à l'optique intégrée ce que l'interconnexion électrique est aux circuits intégrés de l'électronique. Or on sait que les lignes d'interconnexion occupent la majeure partie de la surface d'un circuit en silicium ; leur densification intervient au même titre que la réduction de la taille des composants dans l'accroissement des performances du circuit. Ce parallèle illustre bien l'importance que représente la fonction de guidage optique, même s'il s'agit d'une fonction passive, comparée aux fonctions d'émission ou de conversion de signal. Dans ce contexte, l'intérêt des guides à cristal photonique est double.

●● Le premier intérêt du guide à cristal photonique se situe au niveau de sa conception. En effet, défini par le retrait, l'ajout ou la modification de motifs dans une ou plusieurs rangées parallèles du cristal, le guide peut être introduit dès l'étape d'écriture des motifs (ce qu'on appelle l'étape de lithographie). L'introduction d'un grand nombre de guides en parallèle ou en série ne pose pas plus de difficultés que d'introduire un seul guide, car les motifs du cristal se répètent à l'identique de façon périodique. En quelque sorte, on dispose d'un véritable «mécano» optique avec un nombre limité d'éléments de base : le(s) motif(s) du cristal.

●● Le deuxième intérêt du guide à cristal photonique réside dans le fait que le guidage est plus «robuste» que celui rencontré dans les guides classiques. Dans le cas présent, dû à l'effet de bande interdite photonique, les parois du guide à cristal photonique se comportent comme des parois parfaitement réfléchissantes. L'avantage est décisif dès lors que l'on souhaite changer fortement la direction de propagation de la lumière en la guidant. Pour s'en convaincre, il suffit d'imaginer la situation dans laquelle on tordrait une fibre optique en lui imposant un rayon de courbure trop petit. Outre le fait que la torsion pourrait être préjudiciable à la tenue mécanique de la fibre, la lumière s'échapperait de la fibre à l'endroit du coude. Le faible contraste d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre ne permettrait pas d'atteindre la condition de réflexion totale à l'intérieur de la fibre. La situation est forcément différente si la lumière est emprisonnée entre des parois parfaitement réfléchissantes.

V-I- Applications des guides à cristaux photoniques

Les structures diélectriques sont très prometteuses pour réaliser des circuits optiques intégrés. Elles bénéficient des avancées technologiques majeures réalisées par l'industrie de la microélectronique qui permettent de structurer la matière sur des échelles nanométriques et ouvrent la voie à une intégration dans des circuits CMOS traditionnels. Comme elles reposent sur de forts contrastes d'indice, elles permettent de confiner la lumière dans des volumes de l'ordre de la longueur d'onde. Ainsi, des composants passifs (virages, coupleurs) sur des distances réduites ont été réalisés dans des guides diélectriques à section rectangulaire. Mais surtout ces forts confinements permettent d'augmenter les interactions lumière matière et donc de concevoir des composants actifs plus efficaces.

Ainsi, par exemple, Espinola [16] a montré que dans des guides de silicium, l'amplification Raman peut être jusqu'à 1000 fois plus efficace que dans du silicium massif et Mazoyer [17] a montré que le ralentissement de la lumière pourrait encore considérablement

améliorer ces composants actifs et permettre de réaliser les fonctionnalités de routage ou de modulation qui sont indispensables pour réaliser des circuits d'optiques intégrés.

V-I-1- Guides virages

Les guides virages constituent aussi un domaine d'application privilégié des cristaux photoniques car ils permettent théoriquement de réaliser des virages avec des rayons de courbure de l'ordre de la longueur d'onde sans pertes (Figure II-20). La démonstration expérimentale du guidage dans des virages a été réalisée rapidement [18], mais des problèmes de réflexion et de pertes subsistent (notamment à cause du couplage dans le virage vers des modes à fuites dans le cône de lumière).

Dans le cristal photonique hexagonal, ces virages peuvent être réalisés simplement en omettant de graver des trous dans les directions de symétrie du cristal (virages à 60° et 120°). Dans le cas des virages simples à 60° , les meilleurs résultats mesurés ont été des transmissions d'environ 80 à 90 % pour un guide étroit (une rangée de trous omise) [19] et de 78 % pour un guide plus large [20]. Afin d'améliorer la transmission et/ou d'élargir la plage des longueurs d'onde transmises, le virage peut-être modifié en réalisant une cavité résonnante [21] ou en ajoutant et/ou supprimant des trous [22]. Les calculs théoriques réalisés par A. Mekis [14] sur un réseau carré de piliers de diélectrique dans l'air donnent une transmission de 98% du signal après un virage à 90° . Les cristaux photoniques apparaissent donc comme un bon moyen de réaliser des virages optiques compacts.

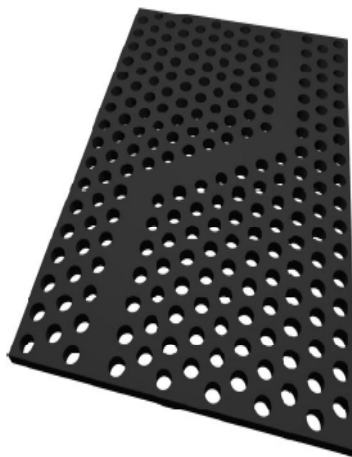


Figure II-20 : double virage réalisé dans un cristal photonique bidimensionnel à trous d'air.

V-I-2 Filtres et multiplexeurs

Une fonction particulièrement importante d'optique intégrée qui pourrait être réalisée avec des cristaux photoniques : le multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing). Le but est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises dans un flux de données. Ce dispositif peut être réalisé en utilisant la sélectivité d'une cavité résonante couplée par recouvrement des ondes évanescentes à des guides d'onde. Une première proposition théorique fut donnée par Fan et al. en 1998 [23]. Depuis, plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide [24]. Par exemple, une réalisation de Chutinan et al. [25], dont un schéma est reporté sur la Figure II-21, permet l'extraction hors du plan ou l'insertion dans un guide d'une longueur d'onde précise (WDM mono-canal). Le facteur de qualité mesuré du mode résonnant est dans ce cas de 400 et l'on peut espérer une efficacité de couplage de 50 % entre la cavité et le guide [26]. Ce type de dispositif est appelé un filtre « Add-Drop ».

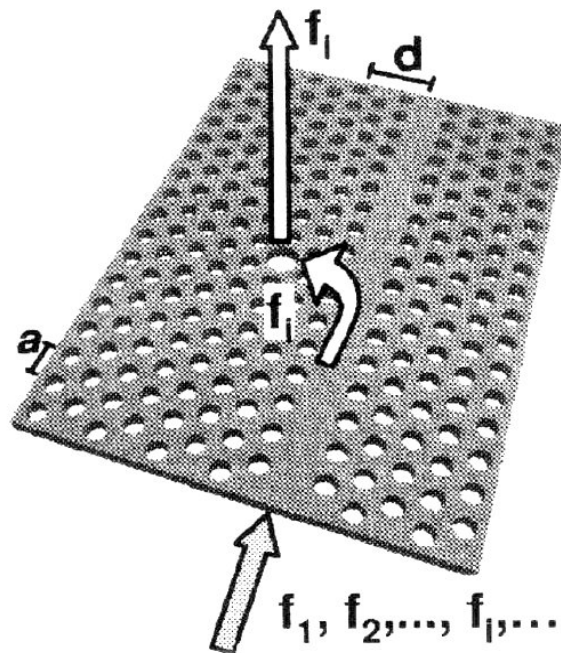


Figure II-21: Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage (insertion ou extraction d'une certaine longueur d'onde) [25].

Cette fonction peut aussi être réalisée dans le plan en utilisant deux guides comme l'illustre la Figure II-22 [27]. Dans ce cas, les longueurs d'onde qui résonnent dans l'anneau central peuvent éventuellement se coupler d'un guide à l'autre. Le processus de couplage est néanmoins très complexe et dépend de la symétrie et de la dégénérescence des modes résonnants [23]. De plus, la taille du défaut (de la cavité résonnante) doit être très bien contrôlée afin de sélectionner les longueurs d'onde désirées.

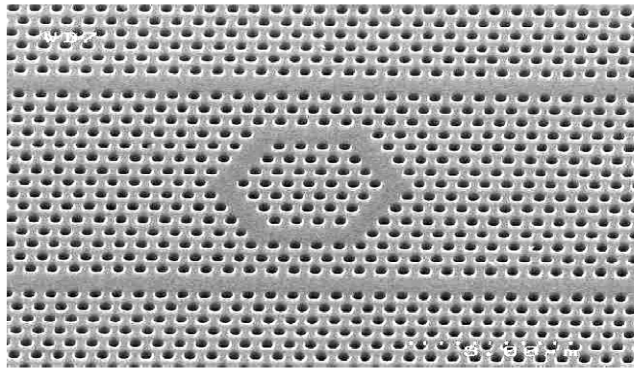


Figure II-22 : Exemple de filtre Add-Drop réalisé sur un substrat SOI. Les longueurs d'onde résonnantes de l'anneau peuvent éventuellement se coupler d'un guide à l'autre [27].

VI –Domaine d'application des cristaux photoniques

Dans ce paragraphe, nous présentons quelques applications de différentes structures périodiques, allant des fréquences optiques aux fréquences microondes.

VI-1- Fréquences optiques

Les intérêts portés aux matériaux à bande interdite photonique ont tout d'abord été dans le domaine optique. L'objectif était de réaliser des cavités parfaites, ceci afin de contrôler l'émission spontanée et donc d'obtenir des lasers sans seuil. Le confinement optique latéral a été obtenu par un cristal photonique 2D formé de trous constituant un réseau triangulaire et le confinement vertical a été réalisé en élaborant les structures dans une membrane suspendue en semi-conducteur III-V. Ainsi, des micro-sources pompées optiques et dotées d'un facteur de qualité supérieur à 1000 ont été conçues en laboratoire [28].

Les fibres dites à « cristal photonique » sont apparues en 1996 aux universités de Bath et de Southampton [29]. Elles sont constituées d'un cœur de silice pure entouré d'un arrangement régulier de canaux d'air de dimensions microscopiques, disposés parallèlement à l'axe (figure II-23).



Figure II-23 : Exemple de fibre à cristal photonique.

Cette fibre à cristal photonique a la faculté de guider un mode fondamental sur une très large bande spectrale. Des fibres monomodes possédant un effet de bande interdite photonique grâce à une gaine optique périodique sont aussi étudiées pour annuler la dispersion chromatique [30]. Ces fibres sont capables de décaler la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique jusqu'à 0,85 micron. Elles sont très intéressantes pour les communications optiques à haut débit et longue portée.

VI-2- Fréquences micro-ondes

Dans le domaine des micro-ondes [31], les matériaux à bande interdite photonique trouvent leurs applications aussi bien dans la conception des circuits que pour améliorer les performances des antennes [32].

VI-2-1-- Dispositifs filtrants

Parmi les dispositifs utilisant des structures périodiques dans le domaine du filtrage on trouve par exemple des filtres microondes, des guides d'onde et des structures planaires.

Un nouveau type de guide d'onde quasi TEM utilisant des structures périodiques [33] a été développé par l'équipe de Tatsuo Itoh. Il est conçu à partir d'éléments plans (BIP imprimés) (figure II-24) disposés sur les parois latérales du guide. Ainsi, sur une plage de fréquences données, les parois du guide se comportent comme des courts-circuits de type magnétique (CCM). Il s'installe alors un mode quasi TEM dans le guide. Le guide n'a plus de fréquence de coupure et la propagation de l'onde se fait sur un mode unique.

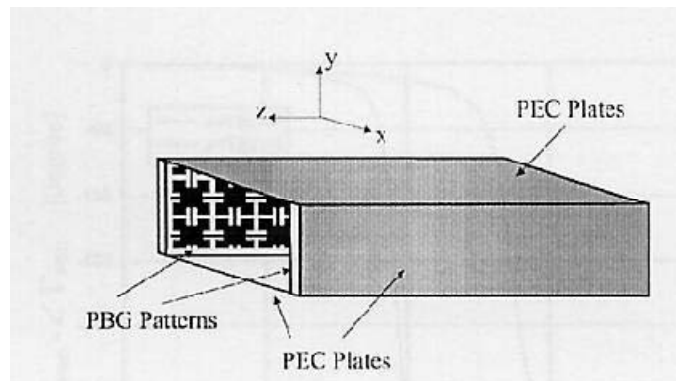


Figure II-24 : Schéma de guide à UC-PBG (Uniplanar Compact Photonic-Bandgap).

En introduisant des éléments actifs dans des guides d'ondes [34], il est possible de réaliser l'accordabilité des structures périodiques. Les éléments actifs, du type diode Varicap, sont placés dans une structure BIP métallique filaire. Les BIP trouvent également des applications dans les circuits développés en technologie planaire. Des trous espacés périodiquement et disposés de chaque côté d'une ligne microruban (figure II-25) permettent l'obtention d'une bande interdite [35]. Ce genre de filtre réalise une réponse stop bande large bande.

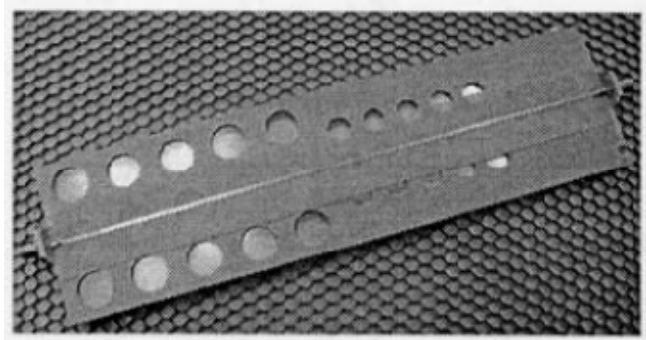


Figure II-25 : Trous périodiques de part et d'autre d'une ligne microruban.

VI-2-2- Dispositifs rayonnants

Une des voies les plus développées pour l'application des BIP aux fréquences microondes concerne le domaine des antennes et leurs effets sur le rayonnement. De nombreuses études ont été menées et montrent l'utilisation de matériaux BIP comme substrat d'antennes, comme réflecteur ou comme radôme dans le but d'augmenter la directivité des antennes, ou encore en utilisant des matériaux BIP actifs. Il a été montré [36] que le fait de disposer un réflecteur BIP métallique planaire au dessous d'un monopole permettait d'améliorer le fonctionnement du dispositif. La présence d'un substrat BIP diélectrique sous une antenne patch a pour principal effet de réduire les effets d'onde de surface [37] ainsi que le niveau des lobes secondaires.

D'autres études ont permis de réaliser des réflecteurs. La faisabilité d'un réflecteur, de forme parabolique à bande interdite photonique a été démontré [38] (figure II-26). Il est composé d'un empilement d'« assiettes » diélectrique espacé de gap d'air. C'est le principe du miroir de Bragg. Ce dispositif, simple à réaliser, présente une meilleure sélectivité en fréquence comparé au réflecteur métallique. Ce type de parabole présente aussi un intérêt pour des applications militaires.

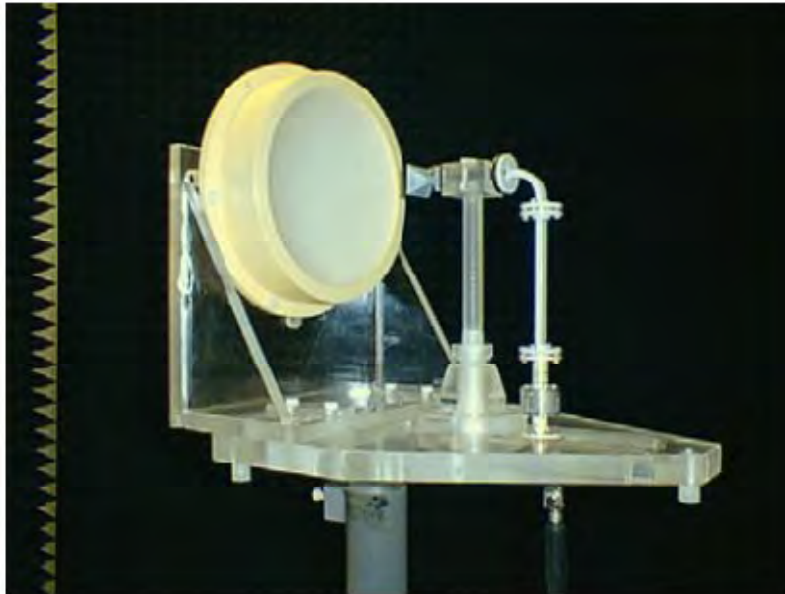


Figure II-26 : Réflecteur parabolique diélectrique en chambre de mesure.

VII- Conclusion

Nous avons présenté, dans ce chapitre quelques bases théoriques des guides d'ondes classiques, nous avons montré également que le mécanisme de guidage dans les guides d'ondes à cristaux photoniques est complètement différent de celui existant dans les guides d'ondes classiques, puisque ce n'est pas la réflexion totale due à la différence d'indice de réfraction qui assure le guidage, mais l'existence d'une bande interdite photonique. La conséquence immédiate est que l'on peut envisager de fabriquer des guides optiques présentant des courbures importantes, chose impossible dans un guide basé sur la réflexion totale.

La propagation de la lumière sur de grandes distances ne sera probablement pas réalisée avec ce genre de guides (guides à CP), mais sur de courtes distances à l'intérieur d'un circuit. Le développement d'une optique intégrée à base de cristaux photoniques 2D passe par la conception et la réalisation de guides optiques performants. Ces derniers sont obtenus en insérant un défaut linéique dans le réseau périodique 2D. La définition même du guide d'onde à CP laisse augurer de l'extrême variété que peut recouvrir l'appellation de « guide » dans un CP. N'importe quel défaut linéaire peut en effet prétendre à la dénomination "guide", et les paramètres sur lesquels on peut jouer, sont extrêmement variés.

Les applications potentielles des cristaux photoniques sont très vastes et couvrent plusieurs domaines : réalisation de cavités résonantes de taille très réduite, de guides d'ondes [39], de lasers sans seuil [28], de filtres sélectifs [40], de multiplexeurs [41], de fibres optiques [42], de nouveaux composants optoélectroniques plus performants et compacts et de dispositifs reproduisant les principes opérationnels des différents composants d'un circuit intégré, en utilisant les photons comme porteur d'information à la place des électrons[43]. Ils trouvent également leurs applications dans le domaine de l'imagerie médical [44], cellules solaires à haut rendement [45], stockage d'information et d'énergie, développement de micro-capteurs chimiques et biologiques [46], blindage électromagnétique [47] et spectroscopie [48]. Parmi les applications potentielles des cristaux photoniques, nous présenterons dans le prochain chapitre une application d'intérêt chimique et biochimique : c'est les capteurs à base de cristaux photoniques.

Bibliographie

- [1] A. W. Snyder, J. D. Love, "Optical Waveguide Theory", Chapman and Hall, London 1983.
- [2] D. Marcuse, "Theory of Dielectric Optical Waveguides", Wiley 1992.
- [3] N.S. Kapany, J.J. Burke, "Optical Waveguides", Academic, New York 1974.
- [4] D. R. Smith, S. Schultz, N. Kroll, M. Sigalas, K. M. Ho; and M. Soukoulis, Experimental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band-gap cavity, *Appl. Phys. Lett.* 65(1994).
- [5] F. Gadot, Modélisation et caractérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-Ondes, thèse de Doctorat, Univ. De Paris sud, Janvier(1999).
- [6] Jean-Michel LOURTIOZ, «Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux », *Techniques de l'Ingénieur*, AF 3 710, 07/2004.
- [7] R. D. Meade, Karl D. Brommer, Andrew M. R, and J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, *Phs. Rev. B*, 44, pp13772-13774(1991).
- [8] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Rappe, K. D. Brommer, and J. D. Joannopoulos, Donor and Acceptor Modes in Photonic Band Structures, *Phy. Rev. Lett.* 67, 3380(1991).
- [9] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. Ho, Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient, *Phys. Rev. B* 48, 14121(1993).
- [10] K. Sakoda: *Optical Properties Of Photonic Crystals Manual*, Springer, (2001).
- [11] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, Linear waveguides in photonic-crystal slabs, *Physical Review B*, 2000, vol. 62, no. 12, pp. 8212-8220.
- [12] Temelkuran, Ozbay.E, Experimental demonstration of photonic crystal based waveguides, *Applied physics letters*, 1999, vol 74, n° 4, p 486-488.
- [13] Leonard, S.W., Vandriel, M.H., Birner, A., Gosele, U., Villeneuve, P.R., Single-mode transmission in two-dimensional macroporous silicon photonic crystal waveguides, *Optics letters*, 2000, vol 25, n°20, p 1550-1552.
- [14] A. Mekis, J. C. Chen, I.Kurland, S.Fan, P. R. Villeneuve , J. D. Joannopoulos, High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides. *Physical review letters*, 1996, vol 77, n° 18, p 3787-3790.
- [15] Yohan Desieres, « Conception et études optiques de composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon », Thèse de doctorat n° 01-0081, L'institut national des sciences appliquées de Lyon, Décembre 2001.

- [16] R. Espinola, J. Dadap, J. Richard Osgood, S. McNab and Y. Vlasov. Raman amplification in ultrasmall silicon-on-insulator wire waveguides. *Opt. Express* 12(16), 3713–3718 (2004).
- [17] S. Mazoyer, P. Lalanne, J. C. Rodier, J. P. Hugonin, M. Spasenovic, L. Kuipers, D. M. Beggs and T. F. Krauss. Statistical fluctuations of transmission in slow light photonic-crystal waveguides. *Opt. Express* 18(14), 14654–14663 (2010).
- [18] T. Baba, N. Fukaya et J. Yonekura, Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends, *Electronics Letters* 35, p. 654 (1999).
- [19] E. Chow, S. Y. Lin, J. R. Wendt, S. G. Johnson et J. D. Joannopoulos, Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ wavelengths, *Optics Letters* 26, p. 286 (2001).
- [20] J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch et U. Oesterle, Enhanced transmission through photonic-crystal-based waveguides by bend engineering, *Applied Physics Letters* 79, p. 3579 (2002).
- [21] S. Olivier, H. Benisty, M. Rattier, C. Weisbuch, M. Qiu, A. Karlsson, C. J. M. Smith, R. Houdré et U. Oesterle, Resonant and nonresonant transmission through waveguide bends in a photonic crystal, *Applied Physics Letters* 79, p. 2514 (2001).
- [22] A. Chutinan, M. Okano et S. Noda, Wider bandwidth with high transmission through waveguide bends two-dimensional photonic crystal slabs, *Applied Physics Letters* 80, p. 1698 (2002).
- [23] S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos et H. A. Haus, Channel drop filters in photonic crystals, *Optics Express* 3, p. 4 (1998).
- [24] C. J. M. Smith, R. M. De La Rue, M. Rattier, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré et U. Oesterle, Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal, *Applied Physics Letters* 78, p. 1487 (2001).
- [25] A. Chutinan, M. Masamitsu, M. Imada et S. Noda, Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs, *Applied Physics Letters* 79, p. 2690 (2001).
- [26] S. Noda, A. Chutinan et M. Imada, Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure, *Nature* 407, p. 608 (2000).
- [27] T. Charvolin, E. Hadji, E. Picard, M. Zelsmann, M. Assous, B. Dal’Zotto, M. E. Nier, S. Tedesco, X. Letartre, P. Rojo-Roméo et C. Seassal, Realization of two-dimensional optical devices using photonic band gap structures on silicon-on-insulator, *Microelectronic Engineering* 61, p. 545 (2002).
- [28] P. Pottier, C. Seassal, S. Letartre, J.L. Leclercq, P. Vik Torowitch, D. Cassagne, C. Jouanin “Triangular and hexagonal high Q factor 2D photonic bandgap cavities on III-V suspended membranes “ *IEEE, Lightwave Technology, Journal of*, November 1999, pp. 2058–2062

- [29] J.C.Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russel, D.M. Atkin “All silica single mode optical fiber with photonic crystal cladding” *Optics Letters*, vol. 21, n°19, 1996, pp. 1547-1549
- [30] J. Marcou, F. Brechet « Conception de fibres à bande interdite photonique pour le contrôle de la dispersion » *Numelec’ 2000*, pp. 38-39
- [31] A. de Lustrac, F. Gadot, S. Gabaret, J.M. Lourtioz, T. Brillat, A. Priou, E. Akmansoy “Experimental demonstration of electrically controllable photonic crystals at centimetres wavelengths” *Appl. Phys. Letters*, Vol 75, September 1999, pp.1625-1627
- [32] G. Poislane “Antennes et matériaux à BIP” Thèse de Doctorat n°2194, Université de Rennes I, Juillet 1999.
- [33] F.R. Yang, K.P. Ma, Y. Qian, T. Itoh “A novel TEM waveguide using uniplanar compact photonic band gap (UC-PBG) structure” *IEEE Transactions on Microwave Technology*, vol. 47, n°11, November 1999.
- [34] O. Vanbesien, J. Danglot, D. Lippens “A smart K-band resonant switch based on photonic band gap structure engineering” *EuMC 1999*, vol. 1, October 3-5, 1999, pp. 57-60.
- [35] I. Rumsey, M.P. May, P.K. Kelly “Photonic bandgap structures used as filter in microstrip circuits” *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, Vol. 8, n°10, October 1998.
- [36] Y. Qian, T. Itoh “Novel planar Photonic Band Gap structures for Antenna Applications” *Congrès AP2000 Davos*, April 9-14 2000.
- [37] R. Gonzalo, B. Martinez, P. De maagt “Improvements in Antennas Using Photonic Bandgap Structures as Substrates” *Congrès AP2000 Davos*, April 9-14 2000.
- [38] M. Thevenot, A. Reineix, B. Jecko “Radôme en matériau à bande interdite photonique pour améliorer la directivité des antennes” *JNM 1999*, Arcachon, 5-7 Mai 1999.
- [39] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith et K. Kash, Novel applications of photonic band gap materials: Low loss bends and Q cavities, *Journal of applied physics* 75, p. 4753(1994).
- [40] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynak, A. Karlsson, M. Kamp, and A. Forchel, Photonic crystal optical filter based on contra-directional waveguide coupling, *Applied Physics Letters* Vol. 83, pp. 5121–52123 (2003).
- [41] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka, and S. Noda, “Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab” *Applied Physics Letters*, Vol. 82, pp.1341–1343 (2003).
- [42] Temulkuran, B.; Hart, S. D.; Benoit, G.; Joannopoulos, J. D.; Fink, Y. Wavelength-Scalable Hollow Optical Fibers with Large Photonic Bandgaps for CO₂ Laser Transmission *Nature* 2002, 420, 650.

- [43] X.J.M. Leijtens et M.K. Smit, S-matrix oriented CAD-tool for Photonic Integrated Circuits, Integrated Optic Devices II, Proceeding of SPIE, San Jose (USA), Janvier 1998.
- [44] L. Jylhä, I. Kolmakov, S. Maslovski, and S. Tretyakov, Journal of Applied Physics 99, 043102 (2006).
- [45] K. C. Huang, M. L. Povinelli, and J. D. Joannopoulos, Applied Physics Letters 85, 543 (2004).
- [46] M. Loncar, A. Scherer, and Y. M. Qiu, Photonic crystal laser sources for chemical detection, Appl. Phys. Lett. 82, 4648-4650 (2003).
- [47] J. Wang, J. Liang, H. Wu, W. Yuan, Y. Wen, Y. Song, L. Jiang, A facile method of shielding from UV damage by polymer photonic crystals, Poly. Inter. 0959-8103 (2008).
- [48] J. A. Schuller, R. Zia, T. Taubner, and M. L. Brongersma, Physical Review Letters 99, 107401 (2007).

Chapitre III
*Généralités sur les
capteurs et les
biocapteurs*

Généralités sur les capteurs et les biocapteurs

I- Introduction

Le contrôle et l'analyse sont intégrés à la chaîne de production comme outils de contrôle de qualité notamment dans les domaines de l'environnement, de la santé et de l'agroalimentaire. Les capteurs chimiques, physiques et les biocapteurs développés depuis quelques dizaines d'années sont maintenant adoptés et largement utilisés dans tous les domaines de la vie courante (qualité de l'eau et de quelques produits de l'agroalimentaire, analyses biologiques, dépollution,...). La sensibilité, la sélectivité, la spécificité et la durabilité des capteurs ont toujours été des paramètres essentiels dans leur conception. Leur miniaturisation et leur autonomie sont des avancées majeures qui augmentent leur domaine d'application.

La mise au point et le développement des capteurs et biocapteurs exigent une coopération importante entre des chimistes, des physiciens, des informaticiens et des biologistes. Un grand nombre de chercheurs de part le monde travaillent dans le domaine des biocapteurs, et ont montré l'intérêt que suscitent ces derniers. Dans ce chapitre, avant de s'intéresser plus précisément aux biodétecteurs, il convient de tenter de définir et de préciser la notion même du capteur ainsi que les qualités d'un tel dispositif.

II- Généralités sur les capteurs

II-1- Définition

Par définition, un capteur est un dispositif électronique capable de transformer une grandeur physique, chimique, biologique... (mesurande) en une grandeur électrique exploitable, telle qu'une tension électrique, une hauteur de mercure, une intensité ou la déviation d'une aiguille (figure III-1) [1].

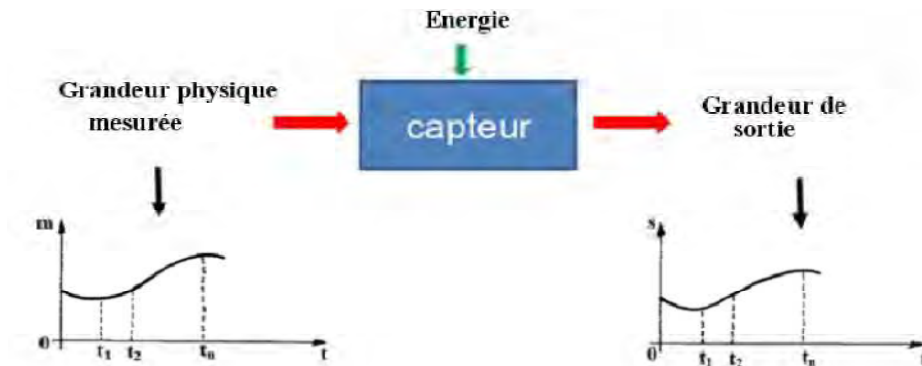


Figure III-1: Principe d'un capteur.

II-2- Structure d'un capteur

Les différentes parties constitutives d'un capteur sont décrites ci-dessous (figure III-2) :

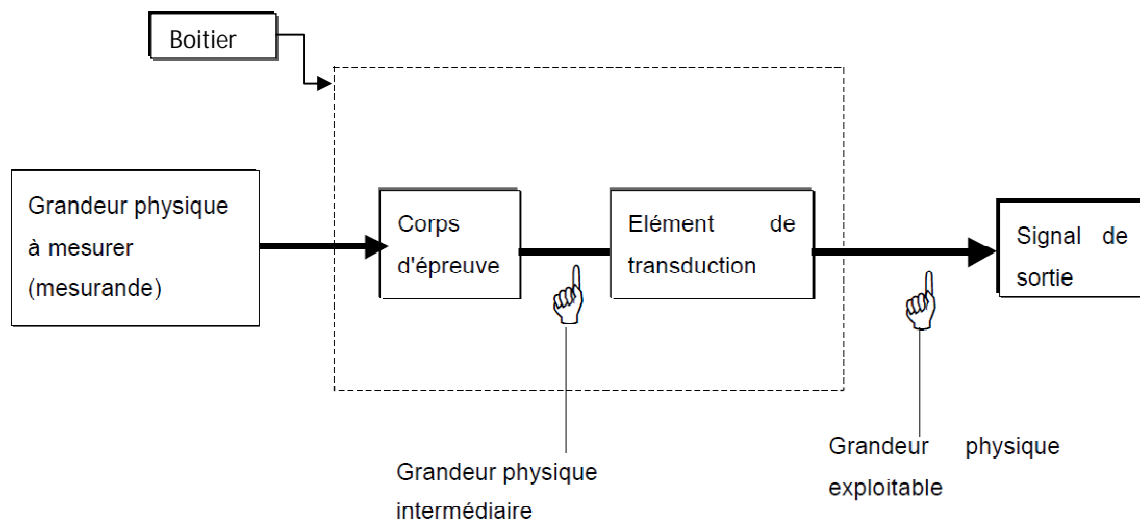


Figure III-2: Structure d'un capteur.

II-2-1- Le corps d'épreuve

Le corps d'épreuve est un élément sensible qui réagit à la grandeur à mesurer. Il a pour rôle de transformer la grandeur à mesurer en une autre grandeur physique dite mesurable.

II-2-2- Transducteur

Le transducteur est un élément sensible lié au corps d'épreuve. Il traduit les réactions du corps d'épreuve en une grandeur électrique constituant le signal de sortie.

II-2-3- Le boîtier

Le boîtier est un élément mécanique de protection, de maintien et de fixation du capteur.

II-3- Qualités d'un capteur

Les qualités d'un capteur constituent les liens effectifs entre le capteur et la grandeur qu'il mesure, elles sont appréciées en déterminant la résolution, la sensibilité et la sélectivité du détecteur.

II-3-1- Etalonnage

L'étalonnage permet d'ajuster et de déterminer, sous forme graphique, la relation entre la mesurande et la grandeur électrique de sortie (figure III-3).

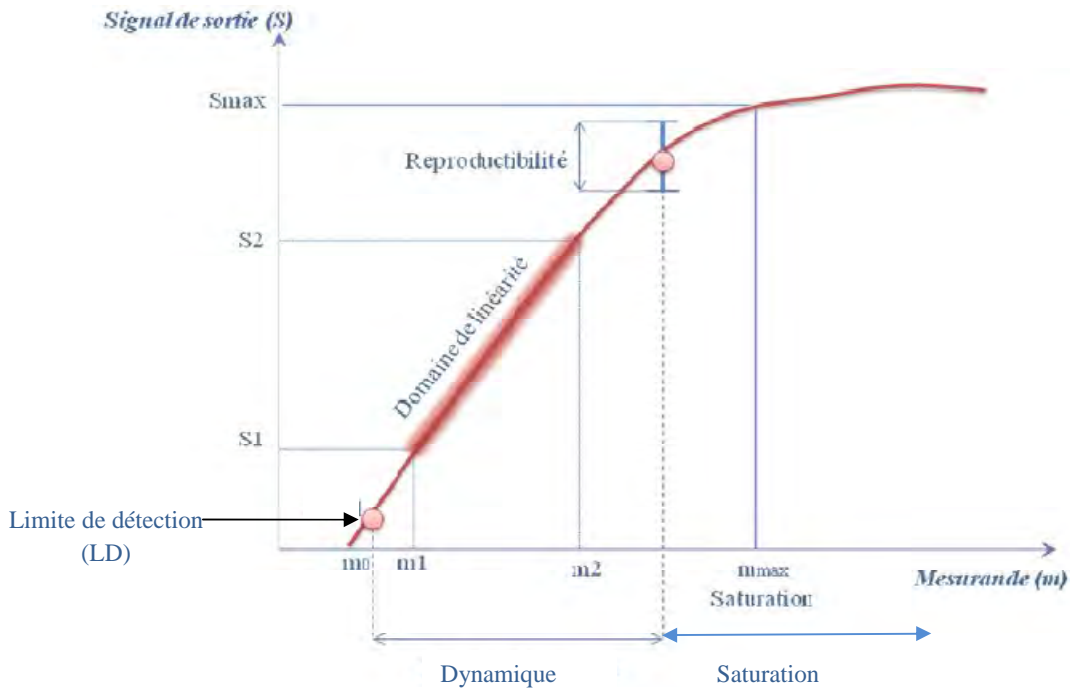


Figure III-3 : Courbe d'étalonnage d'un capteur.

II-3-2- Réponse du capteur ou dynamique

La réponse du capteur est définie sur sa courbe d'étalonnage (figure III-3). C'est la zone qui représente le domaine de réponse du capteur avant saturation. A l'extérieur de cette zone se trouvent deux valeurs particulières: la limite de détection (LD) et la saturation.

Le phénomène de saturation est fréquemment rencontré en physique. Même si la valeur du mesurande augmente, la grandeur de sortie ne peut dépasser une valeur maximale S_{max} : pour $m \leq m_{max}$, $S = S_{max}$. On ne peut donc pas effectuer de mesurage pour des valeurs au dessus de m_{max} . La limite de détection ou seuil correspond à la plus petite valeur de la grandeur à mesurer pouvant être détectée, avec une incertitude acceptable.

$$S = 3.3 * SD / s \dots\dots\dots III-1$$

Avec SD : l'écart type de la réponse.

s : la pente.

En résumé, on ne peut mesurer que des mesurandes compris entre m_0 et m_{max} .

II-3-3- Domaine de linéarité

Dans ce domaine de linéarité, la variation de la grandeur de sortie est proportionnelle à la variation de la mesurande.

II-3-4- Sensibilité (s)

Ce paramètre caractérise l'aptitude du capteur à détecter la plus petite variation de la grandeur à mesurer. C'est une caractéristique importante pour l'exploitation et l'interprétation des mesures. Elle est définie comme étant la variation du signal de sortie (S_{out}) par rapport à la variation du mesurande (m) (pente de la portion linéaire de la courbe d'étalonnage) et s'écrit :

$$s = \frac{\Delta s_{out}}{\Delta m} \dots \dots \dots \text{III-2}$$

Plus un capteur est sensible plus la mesure pourra être précise. C'est une caractéristique importante pour l'exploitation et l'interprétation des mesures.

II-3-5- Temps de réponse ou rapidité

La rapidité est caractérisée par le temps que met le capteur à réagir à une variation brusque de la mesurande. Cependant la valeur finale étant le plus souvent atteinte de manière asymptotique, elle correspond au temps nécessaire pour que le capteur délivre une certaine portion α de la pleine amplitude du signal. Le temps de réponse noté t_α est tel que α vaut généralement 90%.

La connaissance du temps de réponse d'un capteur est un élément essentiel lors de la réalisation de mesures.

II-3-6- Résolution (Précision)

C'est le plus petit incrément de la valeur mesurée qui puisse être significativement mesuré par le capteur.

II-3-7- Fidélité

Elle définit la qualité d'un capteur à délivrer des résultats les plus proches possibles lors d'analyses répétées sur une même grandeur physique m . L'erreur de fidélité correspond à

la dispersion (écart type) σ des résultats autour de la valeur moyenne $\langle m \rangle$ de n mesures effectuées sur m :

$$\langle m \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n m_i}{n} \dots \dots \dots \text{III-3}$$

$$\sigma = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^n (m_i - \langle m \rangle)^2}}{n-1} \dots \dots \dots \text{III-4}$$

Où m_i est la valeur de m à la $i^{\text{ème}}$ mesure.

Parmi les écarts de fidélité on distingue : la répétabilité.

✓ Répétabilité

La répétabilité correspond à la variation aléatoire des résultats d'une série de mesures successives d'une même grandeur physique m , effectuée dans les mêmes conditions de mesure pendant un court intervalle de temps. Ces conditions sont appelées conditions de répétabilité et elles concernent le même mode opératoire de mesure, même observateur, même équipement de mesure, même lieu de mesure [2].

II-3-8- Sélectivité

Un capteur est dit sélectif, si la variation du signal de sortie est due uniquement à la seule grandeur (physique, chimique, biologique...) qu'on veut mesurer. C'est la capacité du capteur à ne mesurer qu'une seule grandeur dans le milieu où il est utilisé ou en d'autres termes, d'être le plus insensible aux grandeurs d'influence, grandeurs qui ne font pas l'objet de la mesure, mais influent sur la sortie du capteur.

II-4- Types de capteurs

On classe les capteurs en deux grandes familles en fonction de la caractéristique électrique de la grandeur de sortie.

II-4-1- Capteur passif

Le capteur se comporte en sortie comme un dipôle passif qui peut être résistif, capacitif ou inductif. Le tableau ci-dessous résume, en fonction de la mesurande, les effets utilisés pour réaliser la mesure.

<u>Mesurande</u>	<u>Grandeur de sortie</u>	<u>Matériaux</u>
Température	Résistivité	Platine, nickel, cuivre, semi-conducteur
Très basse température	Constante diélectrique	Verre
Flux optique	Résistivité	semi-conducteur
Déformation	Résistivité	Alliages nickel
	Perméabilité magnétique	Alliages ferromagnétiques
Position	Résistivité	Magnétorésistances
Humidité	Résistivité	Chlorure de lithium

Tableau III-1 : Exemples de capteurs passifs.

II-4-2- Capteur actif

Dans ce cas, la sortie du capteur est équivalente à un générateur. C'est un dipôle actif qui peut être du type courant, tension ou charge. Les principes physiques mis en jeu sont présentés ci-dessous.

<u>Mesurande</u>	<u>Grandeur de sortie</u>
Température	Tension
Flux optique	Courant
Force, pression, accélération	Charge
Position	Tension
Vitesse	Tension

Tableau III-2 : Exemples de capteurs actifs.

Les diverses techniques de détection associées à ces capteurs sont basées sur la variation d'une information caractérisant l'onde lumineuse comme :

- La variation de l'intensité lumineuse [3], basée sur la détection de la lumière transmise à la sortie d'un dispositif comparée à la lumière injectée dans ce dernier, l'amplitude de l'onde étant modifiée relativement à l'action d'une perturbation du milieu dans lequel le capteur est plongé.
- La variation de cohérence temporelle [4], reposant sur des techniques interférométriques dont le principe consiste à introduire une différence de chemin optique, donc un retard, entre les deux bras de l'interféromètre inférieure à la longueur de cohérence de la source utilisée.
- La variation de phase, fonctionnant sur le principe d'altération de la phase de l'onde se propageant dans le capteur de type interférométrique par exemple [6].

II-5- Grandeurs d'influence

Les grandeurs d'influence sont les paramètres qui influent sur le signal de sortie du capteur. On retrouve les grandeurs de type mécanique (variations de pression, les forces qui provoquent des déformations...) ou thermique (variation de température qui engendre la dilatation des corps et la modification des propriétés électriques tels que le changement de conductibilité et de caractéristiques diélectriques) mais aussi des grandeurs électriques (paramètres électriques, tels que courant, tension, fréquence, des circuits d'alimentation du capteur).

Dans le cas des capteurs chimiques et les biocapteurs, la présence d'espèces différentes de l'espèce cible peuvent influencer sur le signal de sortie du capteur.

III- Les biocapteurs (biosenseurs)

III-1- Historique

Le terme "Biocapteur" a été introduit dans la littérature scientifique à la fin des années 1970 suite aux travaux de Rechnitz [7] sur la détection sélective de l'arginine par une électrode NH₃ à surface modifiée par des micro-organismes. Cependant, le premier dispositif reconnu aujourd'hui comme biocapteur a été introduit par Clark [8] par l'association d'une membrane enzymatique contenant le glucose oxydase et une électrode à oxygène. Ensuite en 1967, Updike et Hicks ont mis au point une électrode enzymatique permettant le dosage de glucose dans une solution biologique [9] (La diminution de la concentration d'oxygène

mesurée était proportionnelle à la concentration en glucose). Les idées de Clark sont devenues réalité commerciale en 1975 avec la relance réussie (premier lancement 1973) de l'analyseur de glucose par Yellow Springs Instrument Company (Ohio) basé sur la détection ampérométrique du peroxyde d'hydrogène. Depuis ces premiers développements, l'intérêt porté aux biocapteurs ne cesse de grandir et des biocapteurs se basant sur d'autres types de transducteurs, autres que les électrodes ampérométriques, destinés à des applications dans des domaines divers (biomédical, agro-alimentaires, environnement...), ont vu le jour.

III-2- Définition

Par définition un biocapteur est un système analytique qui exploite la capacité de détection biologique pour une molécule cible, en conjonction avec un transducteur physicochimique qui transforme la reconnaissance biologique en un signal physiquement mesurable [10]. Trois principaux éléments composent un biocapteur : une couche biologique sensible, un transducteur et un signal de sortie. La couche biologique contient un biorécepteur, qui reconnaît l'espèce biologique souhaitée et qui est immobilisé sur le transducteur. Ce dernier assure la conversion de la réponse biologique en un phénomène physique. Au plus haut niveau, le signal de sortie permet la mesure du phénomène physique élaboré par le transducteur. Ce niveau contient souvent des étapes d'amplification et d'affichage, de manière appropriée et interprétable par l'utilisateur.

La figure III-4 représente le principe de fonctionnement d'un biocapteur permettant d'obtenir, à partir de l'espèce à détecter dans l'échantillon, toute information utile à son évaluation.

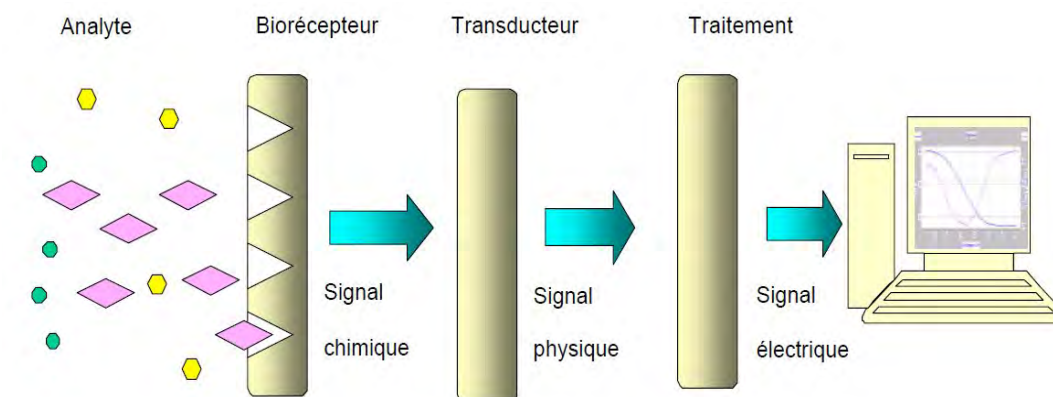


Figure III-4 : Représentation schématique du principe de fonctionnement d'un biocapteur.

III-3- Description du biocapteur

III-3-1- Le biorécepteur

Le biorécepteur constitue le premier maillon du biocapteur. Il permet l'identification de l'espèce à détecter grâce à son site particulièrement sélectif. Le biorécepteur assure ainsi la reconnaissance moléculaire, associée ou non à la transformation de l'espèce à mesurer [11,12]. Cette modification, très localisée, de l'espèce présentée dans l'échantillon, se fait généralement par l'intermédiaire d'une molécule active (par exemple : enzyme, anticorps, ADN, micro-organisme) immobilisée qui transforme ce substrat en un produit détectable par le transducteur. Dans un biocapteur, le biorécepteur offre une spécificité et une sensibilité élevée pour un groupe particulier d'analyte, ainsi qu'une réponse rapide.

Plusieurs types de biorécepteurs ont été utilisés comme moyen de reconnaissances moléculaires pour le développement de biocapteurs (figure III-5). Parmi ces biorécepteurs on cite par exemple :

Les biorécepteurs à enzymes qui utilisent généralement des enzymes spécifiques pour la capture et la génération catalytique d'un produit qui est alors directement mesuré grâce à une large gamme de transducteurs (électrochimiques, optiques, thermiques, acoustiques...). Ce type de biocapteurs a été souvent utilisé pour la quantification de contaminants tels que les pesticides, herbicides ou antibiotiques....

Le biorécepteur microorganisme est utilisé comme biocapteur pour la synthèse pharmaceutique, le traitement des eaux usées et l'industrie alimentaire.

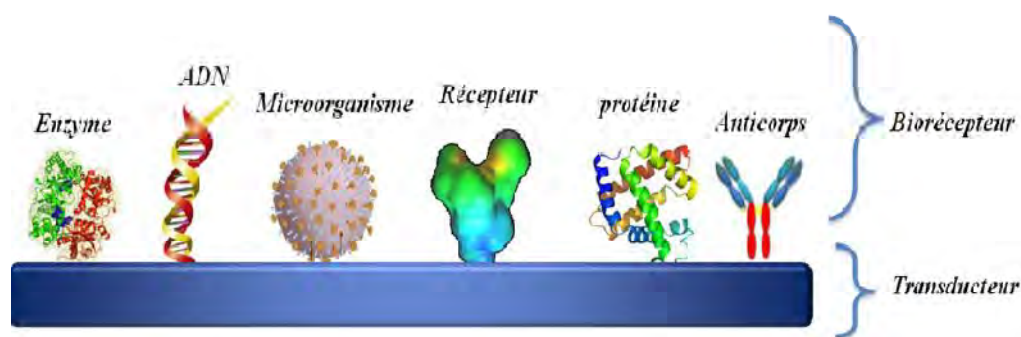


Figure III-5: Représentation schématique des différents biorécepteurs.

III-3-2- Le transducteur

Le transducteur représente l'élément physique du biocapteur. Il sert à exploiter la modification biochimique issue d'une interaction entre un analyte et le biorécepteur pour la transformer en signal électrique. Suivant le type de modification biochimique, on choisira le type de transducteur approprié pour exploiter au mieux l'effet créé par le biorécepteur en présence de l'espèce cible et obtenir un signal sensible, facilement exploitable et avec un minimum de bruit de fond. Un faible bruit de fond au niveau du transducteur assurera un seuil de détection plus bas et améliorera les performances du biocapteur [13].

Cependant, trois grandes classes de transducteurs sont communément utilisées :

- 1) optiques.
- 2) électrochimiques.
- 3) mécaniques.
- 4) D'autres catégories telles que la détection magnétique ou thermique sont possibles mais leur utilisation est moins commune.

5) Il est aussi important de noter que parmi les techniques de transduction, il est parfois nécessaire que les molécules biologiques soient marquées. Par marquage, nous entendons le fait que l'analyte contienne une étiquette permettant de détecter sa présence. Les marqueurs les plus utilisés sont fluorescents et leur couplage avec les biomolécules permet une détection optique, via un microscope [14]. Cependant, le marquage des biomolécules modifie la molécule qui ne sera plus la native, ce qui peut affecter la qualité de la reconnaissance avec ces biorécepteurs. C'est pourquoi, les technologies ne nécessitant pas de marquage sont d'un grand intérêt et représentent une grande part des développements actuels dans ce domaine [15].

III-3-2-1- Méthodes de transduction

Même si la capacité de reconnaissance spécifique d'analytes est assurée par la couche biologique, un biocapteur doit être capable de traduire la bio reconnaissance en un signal physiquement mesurable. C'est le rôle assuré par le transducteur. Une méthode de transduction doit donner des informations non seulement sur la qualité de la reconnaissance mais aussi sur la quantité d'analytes reconnus. Cela permet d'introduire la notion de sensibilité, capitale pour un transducteur. Comme pour la couche biologique, il y a aussi une notion de spécificité de la transduction qui doit être prise en compte. L'information donnée par le transducteur ne doit correspondre qu'à la reconnaissance biologique et non pas à des mesures parasites provenant du milieu environnant ou des effets de température, par exemple.

Parmi la variété des méthodes de transduction, les méthodes classiques utilisent des marqueurs pour traduire la reconnaissance. Les types de marqueurs les plus communs sont fluorescents, radioactifs ou encore enzymatiques. Le marquage des analytes présente l'avantage d'une transduction hautement sensible. Néanmoins, au-delà du coût d'expérience augmenté par le besoin de marquage, la modification des analytes peut influencer sur la qualité et la dynamique de la reconnaissance. Aussi, il est évident que les méthodes de transduction ne nécessitant pas de marquage sont plus universelles et plus rapidement applicables dans une large gamme d'applications. C'est pourquoi, nous nous sommes intéressés à des méthodes de transduction sans marquage comme les transducteurs optiques.

III-3-2-2- Transducteur optique

Une large variété de méthodes optiques a été utilisée en tant que système de détection par biocapteurs. Ces transducteurs sont basés sur certains phénomènes : l'effet des molécules biologiques sur l'absorption de la lumière, la fluorescence, la variation de l'indice de réfraction, ou d'autres paramètres optiques. Ces transducteurs sont devenus de plus en plus populaires au cours de ces dernières années avec beaucoup de dispositifs commercialement disponibles. Un des principaux avantages des transducteurs optiques est leur capacité à sonder des surfaces et des films de façon non destructive. Ils possèdent une bonne sensibilité, une robustesse et des faibles temps de réponse, de plus ils permettent des mesures en temps réel. Une autre particularité est leur possibilité de miniaturisation et leur capacité de détection simultanée de plusieurs analytes.

IV- Biocapteurs optiques

Au cours de ces dernières années, des progrès rapides de technologies photoniques ont considérablement amélioré les performances de détection, notamment dans les domaines de l'interaction lumière-analyte et la miniaturisation du dispositif. Cela a conduit à des améliorations considérables pour la sensibilité et la limite de détection (LD) du capteur, la grande capacité de traitement fluidique et le temps de détection rapide.

Les capteurs optiques à base de fibres optiques, à plasmons de surface, à guides d'ondes plans ou à cristaux photoniques sont souhaitables pour leur analyse fortement sensible et non destructive. Les biocapteurs optiques sont souvent fondés sur l'adsorption de l'analyte et la détection des changements d'indice de réfraction qui accompagnent l'adsorption [16].

Généralement, le signal mesuré est la lumière et les variations de son intensité, de sa longueur d'onde, de sa phase ou de sa polarisation.

IV-1- Les cristaux photoniques pour la détection optique

L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs (senseurs) constitue un domaine de recherche qui semble être très prometteur en raison de leur micro-structuration périodique qui permet de piéger les photons et de créer des résonances optiques très sensibles à la présence des molécules à détecter, de leur extrême miniaturisation (0.1 mm² de surface de détection), de leur haute sensibilité spectrale, de la préparation minimale de l'échantillon sans marquage par fluorescence, de la sélectivité dans le mécanisme de détection et de la possibilité de les intégrer aux MEMS [17].

Récemment, plusieurs travaux de recherches utilisant les cristaux photoniques, en tant qu'élément de détection, ont été entrepris, en raison de leur structure de bande et du confinement de la lumière [18-20]. Différents types de cristaux photoniques sont utilisés comme capteurs à cause de leur haute sensibilité aux variations d'indices de réfraction, par exemple:

1 - La technologie SPR (Surface Plasmon Résonance) qui exploite les changements de phase des plasmons qui correspond aux variations d'épaisseur des analytes biologiques dans un cristal photonique [21].

2- Des lasers à base de cristaux photoniques qui ont été utilisés comme biocapteurs par la surveillance des changements du spectre de sortie du laser dus aux changements de l'indice de réfraction du matériau de sa cavité, ce qui permet la détection d'infime variation d'indice de réfraction à l'intérieur des échantillons de volumes femto-litres [22] .

3- Les fibres à cristaux photoniques, qui peuvent guider la lumière par effets de bandes interdites photoniques, non pas par réflexion totale interne, ont été utilisés dans la biodétection [23, 24].

4- La technologie de cristal photonique basée sur l'hydrogel et les structures cristallines photoniques colloïdales ont été également des candidats dans la biodétection [25-27].

5- Lee et al. ont utilisés un cristal photonique à deux dimensions ayant une cavité centrale formée par un trou plus petit que les autres trous du cristal photonique [28]. Ils ont fonctionnalisé la cavité pour que des protéines spécifiques s'y fixent. Lorsqu'elles s'attachent, le pic de résonance transmis est décalé vers le rouge. De la même façon, un guide d'onde formé par une ligne de trous omise dans un cristal photonique à deux dimensions permet de détecter la fixation d'une couche de 2,5 nm de streptavidine [29].

6- D'autres chercheurs utilisent les pores des cristaux photoniques comme des microcanaux : le fluide passe au travers le cristal photonique et la variation de l'indice de réfraction est détectée [30].

Le plus grand nombre de travaux sur les capteurs à cristaux photoniques est basé sur l'infiltration sélective des analytes et les changements des propriétés optiques basées sur la variation de l'indice de réfraction [28, 31-37] (ce type de capteurs sera étudié en détail au chapitre V).

IV-1-1- Matériaux utilisés

Les matériaux habituellement utilisés dans la détection à PCs sont les couches hétéro-épitaxiales comme l'AlGaAs / GaAs, les couches de composé de nitrure III ou des couches diélectriques tels que Si₃N₄, TiO₂, SiO₂ et les composés organiques et polymères qui ont suscité un intérêt croissant au cours de ces dernières années.

Enfin deux familles de matériaux ont été récemment proposées, le SOI et le silicium poreux. Ces matériaux à base de silicium présentent un double intérêt, puisqu'ils sont compatibles avec les technologies de micro-fabrication développées dans le domaine des télécommunications, et que les procédés de fonctionnalisation biochimique du silicium pour les applications capteurs sont bien maîtrisés.

Le SOI présente l'avantage d'un fort contraste d'indice qui permet l'exploitation de résonances optiques très fines et très sensibles à la présence de biomolécules, tandis que son caractère massif le destine plutôt à la détection de biomolécules de taille moyenne dans les pores du CP, comme des protéines. Le Si poreux présente une grande flexibilité de conception et de fabrication, qui permet d'envisager des dispositifs très originaux qui exploitent sa grande surface interne pour la détection de petites molécules infiltrées dans le volume du matériau, comme des sucres ou de l'ADN [38].

IV-1-2- Capteurs à CPs basés RI (refractive index)

Le mécanisme de détection de ce type de capteurs repose sur les changements induits sur une longueur d'onde de résonance ou de la localisation spectrale d'une bande dues aux changements d'indice de réfraction. La figure III-6 montre deux dispositifs différents de capteurs à cristaux photoniques basés RI et les résultats de leur caractérisation.

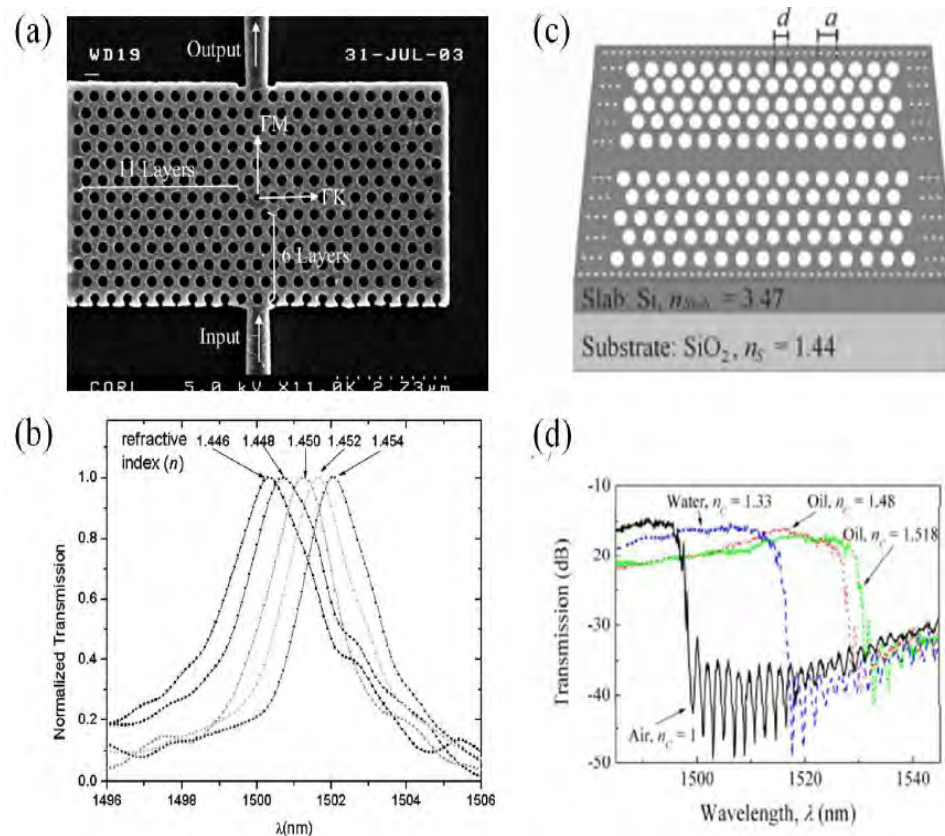


Figure III-6 : (a) vue au microscope électronique à balayage d'une microcavité à cristal photonique intégrée avec deux guides d'ondes ruban, (b) spectres de transmission normalisés de la microcavité montrée en (a) avec cinq différents indices de réfraction allant de $n = 1,446$ jusqu'à $n = 1,454$ [37]. (c) vue au microscope électronique à balayage de guide d'ondes à cristal photonique (PCW) sur SOI, (d) spectres de transmission mesurés pour quatre solutions d'indices différents [35].

L'un des principes de fonctionnement de ces capteurs consiste en la mesure d'un changement d'indice de réfraction d'un élément sensible en fonction de la présence d'un analyte (substance à détecter).

La détection est effectuée par une monocouche sensible qui réagit avec l'analyte. La zone de détection est composée d'une structure photonique fonctionnant avec une monocouche sensible. Cette monocouche réagit avec l'analyte qui induit une variation de l'indice de réfraction, de l'épaisseur de la couche sensible et de son absorption.

Cette structure doit être conçue pour être fortement sensible à la variation de l'indice de réfraction. L'étude de cette dernière consiste à calculer le spectre de transmission qui devrait donner un déplacement en longueur d'onde, d'une valeur bien définie, en présence de l'analyte.

Les applications des cristaux photoniques incluent la biodétection en raison des propriétés particulières des CPs : comme la capacité d'augmenter l'interaction lumière-matière et le contrôle de la vitesse de groupe. En conséquence, les structures du guide d'ondes à CP (PCW) sont de grand intérêt et il est prévu que ce type de détecteurs offrent la possibilité de multi-analytes, ainsi que la capacité de détecter de petites quantités d'analyte (nanolitres) et des échantillons à faible concentration (picomoles), ce qui peut être un avantage par rapport aux approches conventionnelles tels que les capteurs à fibres optiques ou à guides d'ondes plans.

V- Classification des biocapteurs

Les biocapteurs peuvent être classés selon plusieurs paramètres qui sont énumérées ci-après :

1- Classement par type de reconnaissance moléculaire (biorécepteur) : biocapteurs enzymatiques (avec une enzyme comme biorécepteur), biocapteurs immunologiques, biocapteurs microbiens...

2- Classement par type de transducteur associé : biocapteurs électrochimiques, biocapteurs optiques, biocapteurs calorimétriques...

VI- Caractéristiques des biocapteurs

Il s'agit ici des caractéristiques qui servent à évaluer un capteur et ses qualités analytiques. Les caractéristiques les plus utilisées sont les suivantes :

1. Sélectivité : c'est la capacité du biocapteur à distinguer entre des substrats différents. C'est un paramètre qui dépend principalement du composant biologique, bien que parfois le choix du transducteur puisse contribuer à la sélectivité.

2. Sensibilité : Ce paramètre correspond au rapport entre l'accroissement de la réponse du capteur et la variation correspondante de la grandeur à mesurer.

3. Reproductibilité : c'est parmi les paramètres les plus importants. Il indique la capacité du biocapteur à donner des réponses très voisines pour des mesures répétées de la même quantité de la grandeur à mesurer.

4. Exactitude : C'est l'accord entre le résultat de la mesure et la valeur vraie de la grandeur mesurée et l'écart est appelé erreur absolue.

5. Limite de détection : C'est la plus petite valeur de la grandeur à mesurer pouvant être détectée par le biocapteur d'une façon significativement différente du bruit de fond.

VII- Conclusion

Les soucis en matière de contrôle de l'environnement, les besoins de diagnostic en temps quasi réel, liés au développement des microtechniques et aux progrès de la biologie moléculaire peuvent susciter l'émergence de nouveaux micro-biocapteurs de faible coût. Au cours de ces dernières années, les biocapteurs ont connu un développement rapide, lié aux multiples associations de nouveaux biorécepteurs avec des transducteurs sans cesse en évolution. Les caractéristiques de ces biocapteurs ont été améliorées et leur fiabilité accrue permet d'exploiter de nouvelles applications.

Cependant, le développement de ces applications se heurte encore à la difficulté rencontrée pour la fabrication et la caractérisation de ces matériaux. Cette difficulté rend coûteuses en temps et argent les études expérimentales systématiques. Il a donc été nécessaire de disposer d'une modélisation théorique et numérique efficace et rapide permettant d'orienter la fabrication vers des biocapteurs performants.

La méthode des différences finies dans le domaine temporel bidimensionnel (FDTD 2D) et la méthode des ondes planes (PWE) paraissent un outil adéquat pour répondre à ce type de problématique. Le chapitre suivant sera entièrement dédié à la présentation générale de l'outil numérique utilisé FDTD-2D et PWE.

Bibliographie

- [1] Georges Asch, Les capteurs en instrumentation industrielle, Edition: 4, Publié par Dunod, 1993, 816 pages.
- [2] Vocabulaire international de métrologie–Concepts fondamentaux et généraux et termes associés (JCGM 200:2012), 3^{ème} édition (2012).
- [3] N. Lagakos, J. H. Cole, J. A. Bucaro, “Microbend fiber-optic sensor”, *Applied Optics*, vol. 26, n°11, pp. 2171-2180 (1987).
- [4] D. Inaudi, S. Vurpillot, S. Lloret, “In-line coherence multiplexing of displacement sensors: a fiber optic extensometer”, *Proceedings of SPIE 'Smart Structures and Materials'*, San Diego, USA (1996).
- [5] W. Yunming, D. Jingcao, Z. Mingde, S. Xiaohan, “Theoretical and experimental study on multimode optical fiber grating”, *Optics Communications*, vol. 250, pp. 54-62, 2005.
- [6] R. Suardet, “Physique Ondulatoire”, Ed. Tech. & Doc. Lavoisier, 1998.
- [7] G.A. Rechnitz, R.K. Kobos, S.J. Riechel, and R. Gebauer. "A bioselective membrane electrode prepared with living bacterial cells". *Anal. Chim. Acta.*, vol. 94 :page 357, (1977).
- [8] Clark L.C., Lyon C., « Electrode systems for continuous monitoring in cardiovascular surgery », *Ann. NY Acad. Sci.*, 102 :29{45.1962.
- [9] Updike S.J., Hicks G., « The enzyme electrode », *Nature*, 214 :986{ 988. 1967.
- [10] A.F Collings, F. Caruso, *Rep. Prog. Phys.*, 60 (1997), 1397.
- [11] Frieder Scheller, Florian Schubert ; **Biosensors**, NY, 1992.
- [12] I. E. Tothill, A. P. F. Turner; **Biosensors**, Biogenic Amines, 2003, 489-499.
- [13] N. Comtat and A. Bergel (1997), “Biocapteur: rêve ou réalité industrielle ? “ *Biofutur* 171 (Octobre): 33- 36.
- [14] J. E. Pawley, *Handbook of Biological Confocal Microscopy* (1995), USA
- [15] M. A Cooper, *Anal. Bioanal. Chem.*, 377 (2003), 834.
- [16] D. Hall, “Use of optical biosensors for the study of mechanically concerted surface adsorption processes,” *Analytical Biochemistry* 288, pp. 109-125 (2001).
- [17] Wonjoo Suh, M. F. Yanik, Olav Solgaard, and Shanhui Fan, *Applied Physics Letters*, 2003, Vol. 82, No 13, pp 1999- 2001(2003)
- [18] T. Stomeo, M. Grande, A. Qualtieri, A. Passaseo, A. Salhi, M.Vittorio. *Microelectronic Engineering*, 2007, Vol. 84, issue 5-8, pp 1450-1453 (2007)

- [19] T.M. Geppert, S.L. Schweizer, J. Schilling, C. Jamois, A.v. Rhein, D. Pergande, SPIE, Bellingham, WA, 2004 : Proceedings of SPIE , Vol. 5511 (2004)
- [20] M.Fauchet, Mindy Lee and Philippe, Optics Express, 2007, Vol. 15, No 8, pp 4530-4535 (2007)
- [21] M. Skorobogatiy and A. V. Kabashin, "Photon crystal waveguide-based surface plasmon resonance biosensor," Applied Physics Letters 90, 143518 (2006).
- [22] M. Loncar, A. Scherer, and Y. Qiu, "Photonic crystal laser sources for chemical detection," Applied Physics Letters 82, pp. 4648-4650 (2003).
- [23] M.T. Myaing, J.Y. Ye, T. B. Norris, T. Thomas, A. Kotylar, A. Patri, J. Baker, Jr., W.J. Wadsworth, R.M. Percival, G. Bouwmans, J.C. Knight, and P.St.J. Russell, "Enhanced two-photon biosensing with double-clad photonic crystal fibers," Optics Letters 28, pp. 1224-1226 (2003).
- [24] A. Duval, M. Lhoutellier, J.B. Jensen, P.E. Hoiby, V. Missier, L.H. Pedersen, T.P. Hansen, A. Bjarklev, and O. Bang, "Photonic Crystal Fiber Based Antibody Detection," in Proc. IEEE Sensors 2004, Vienna, Austria (2004).
- [25] T.-C. Ayi, J.M.-M Tong, and P.V.-S. Lee, "Optically tunable hydrogel biosensor material," Proc. SPIE 6218, (2006).
- [26] S.-K. Lee, T.J. Park, S. Kim, G.-R. Yi, S.Y. Lee, and S.-M. Yang, "Photonic crystal based centrifugal microfluidic biosensors," Proc. SPIE 6352, (2006).
- [27] S.-K. Lee, T.J. Park, S. Kim, G.-R. Yi, S.Y. Lee, and S.-M. Yang, "High-speed fabrication of patterned colloidal photonic structures in centrifugal microfluidic chips" Proc. SPIE 6329, (2006).
- [28] Lee, M., & Fauchet, P. M. (2007). Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection. Optics Express , 15 (8), 4530-4535.
- [29] Buswell, S. C., Wright, V. A., Buriak, J. M., Van, V., & Evoy, S. (2008). Specific detection of proteins using photonic crystal waveguides. Optics Express , 16 (20), 15949-15957.
- [30] Huang, M., Yanik, A. A., Chang, T.-Y., & Altug, H. (2009). Sub-wavelength nanofluidics in photonic crystal sensors. Optics Express , 17 (26), 24224-24233.
- [31] L.L. Chan, S.L. Gosangari, K.L. Watkin, and B.T. Cunningham, "High throughput cytotoxicity screening using photonic crystal biosensors," The 14th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, Lyon, France, (2007).
- [32] I.D. Block, L.L. Chan, and B.T. Cunningham, "Photonic Crystal Optical Biosensor Incorporating Structured Low-Index Porous Dielectric," IEEE Sensors 2005, Irvine, California, USA.

- [33] M. Lee and P.M. Fauchet, "Label-Free Optical Biosensor Using Silicon Two-Dimensional Photonic Crystal," 3rd IEEE International Conference on Group IV Photonics, Ottawa, Ontario, Canada (2006).
- [34] H. Ouyang and P.M. Fauchet, "Biosensing using Porous Silicon Photonic Bandgap Structures," SPIE Optics East 2005, Boston, Massachusetts, USA (2005).
- [35] N. Skivesen, A. Têtu, M. Kristensen, J. Kjems, L.H. Frandsen, and P.I. Borel, "Photonic-crystal waveguide biosensor," *Optics Express* 15, pp. 3169-3176 (2007).
- [36] L.W. Mirkarimi, S. Zlatanovic, M.S. Sigalas, M.A Bynum, K. Robotti, E. Chow and A.Grot, "Toward Single Molecule Detection with Photonic Crystal Microcavity Biosensors," Digest of the 2006 LEOS Summer Topical Meetings, Quebec City, Quebec, Canada, (2006).
- [37] E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M. Sigalas, and G. Girolami, "Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity," *Optics Letters* 29, pp. 1093-1095 (2004).
- [38] Biallo, D.; D'Orazio, A.; De Sario, M.; Marrocco, V. & Petruzzelli, V. (2006). Proceedings of 2006 International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), (June 2006), 2, 44-48.

Chapitre IV

Méthodes de simulations numériques

Méthodes de simulations numériques

I- Introduction

La complexité de la fabrication et de la caractérisation des cristaux photoniques aux fréquences optiques rend coûteuses en temps et argent les études expérimentales systématiques sur des dispositifs à cristaux photoniques. Le développement des méthodes de modélisation numérique précises et rapides reste donc primordial pour l'étude de ces structures. Parmi les modèles théoriques traitant les cristaux photoniques, on distingue deux catégories qui dépendent de la taille finie ou infinie des structures et puis de leur dimensionnalité (1D, 2D ou 3D).

Le comportement de la lumière dans une structure BIP de dimension finie ou infinie est régi par les équations de Maxwell. D'une manière générale, la modélisation des cristaux photoniques passe par le calcul des diagrammes de dispersion, de la réflexion et de la transmission. Les méthodes les plus citées dans la littérature pour l'étude des cristaux photoniques sont : la méthode des ondes planes (PWE), la méthode des différences finies temporelles (FDTD), la méthode des matrices de transfert, la méthode des matrices de diffraction et la méthode des modes couplés. Parmi toutes ces méthodes, les plus répandues sont la méthode des ondes planes et la méthode FDTD. De plus certains simulateurs ont été conçus pour faciliter cette tâche, parmi eux se trouve Fullwave et Bandsolve.

II- Simulateur Fullwave

Le simulateur Fullwave est un module de la suite de logiciels développée par l'entreprise RSoft, basé sur la célèbre méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [1]. Ce logiciel est bien adapté à nos simulations puisqu'il permet la conception de structures photoniques complexes. Fullwave est idéal pour étudier la propagation de la lumière pour une grande variété de structures photoniques. Il est entièrement intégré dans l'environnement Rsoft CAD qui permet à l'utilisateur de définir les propriétés des matériaux et la géométrie de la structure d'un dispositif photonique. Fullwave peut modéliser avec précision des matériaux diélectriques et magnétiques, aussi bien que les matériaux anisotropes, dispersifs, et non linéaires.

II-1- Méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD

La méthode des différences finies dans le domaine temporel « Finite Difference Time Domain, FDTD » a été initialement proposée par Kane S. Yee en 1966 [2] pour résoudre les problèmes impliquant les équations de Maxwell dans des milieux isotropes avec des conditions aux limites. Il a développé les premiers algorithmes de calcul concernant l'approche temporelle. Ensuite, la méthode FDTD a été appliquée aux cristaux photoniques. Plus tard, en 1975, le schéma de Yee a été généralisé par A. Taflove [3] par l'introduction des termes de conductivité électrique et magnétique autorisant le traitement des pertes. Sa mobilité permet de simuler la plupart des systèmes.

Cette méthode est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [4]. La FDTD permet non seulement de calculer les diagrammes de bandes mais aussi de simuler l'évolution temporelle du champ électromagnétique dans les cristaux photoniques, ce qui permet d'avoir des informations sur de nombreuses autres grandeurs comme le vecteur de Poynting ou l'énergie électromagnétique stockée.

Elle consiste à approcher les dérivées ponctuelles spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell par des différences finies centrées. Le schéma proposé par Yee (Figure IV-1) permet de surmonter la difficulté due à la dépendance simultanée des champs électriques \vec{E} et du champ magnétique \vec{H} entre eux, en effet, on obtient un schéma numérique explicite permettant le calcul du champ électromagnétique dans tout le volume d'étude en fonction du temps. Les composantes des champs électriques et

magnétiques sont décalées d'un demi-pas spatial et calculées de manière alternative et itérative, respectivement à des multiples pairs et impairs du demi-pas temporel.

Un maillage dans l'espace réel est réalisé afin de discrétiser les champs et de pouvoir estimer leurs dérivées. Les champs se propagent dans le temps de proche en proche à partir d'une certaine distribution de départ donnée par l'utilisateur et pendant un certain temps T . On peut donc observer le régime transitoire du système et voir le régime permanent s'établir. De plus, il est possible de remonter à la réponse temporelle de la structure. En effet, connaissant l'évolution temporelle des champs en tous points du système, le calcul du spectre en ces points peut être effectué par transformée de Fourier.

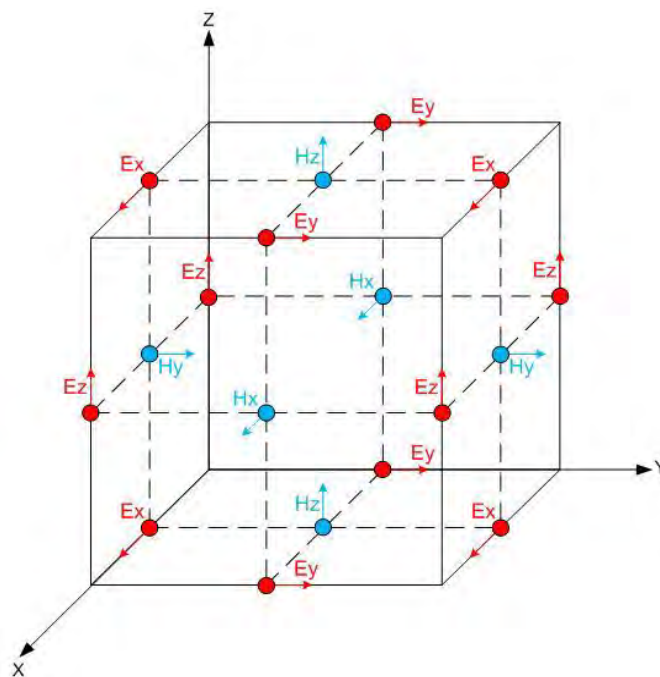


Figure IV-1 : Cellules de Yee à 3 dimensions [5].

Les conditions aux limites constituent un point très important dans cette méthode du fait du traitement presque exclusif de structures finies. Il est possible d'utiliser à la fois des conditions périodiques et des conditions absorbantes sur une même structure. Ceci est intéressant, par exemple, pour la simulation d'un guide à cristal photonique. Parmi les conditions d'absorption aux limites, les plus utilisées sont les conditions de Mur [6] ou de PML (Perfectly Matched Layer) [7]. Cette dernière, basée sur le placement d'un absorbant artificiel sur le bord de la cellule, est définie pour avoir une adaptation d'impédance avec le vide et pour éliminer toute réflexion.

La méthode FDTD présente un grand nombre d'avantages :

II-1-1- Avantages

- Tout d'abord, c'est une méthode simple : elle met en jeu, en effet, des concepts et des outils de résolutions élémentaires (équations de Maxwell, différences finies).
- Ensuite, elle permet l'obtention en une seule simulation des informations temporelles et spectrales sur une structure. Elle apporte aussi des éléments de compréhension sur l'établissement du champ électromagnétique dans la structure en offrant la possibilité d'obtenir la distribution du champ à différents temps.
- Un code numérique de type FDTD est relativement simple à mettre en œuvre et rapide (le nombre d'opérations arithmétiques mises en œuvre à chaque itération est faible).
- On peut modéliser des structures aux géométries complexes dont les matériaux peuvent être anisotropes ou inhomogènes.
- Le schéma FDTD est explicite en temps : il n'y a pas de système linéaire à résoudre et il demande peu de stockage.
- La méthode FDTD donne la possibilité d'intégrer dans l'algorithme de résolution de nombreuses sources (ondes planes, modes guidés, dipôles oscillants,...).

II-1-2- Limitations

- Le schéma de Yee impose une discrétisation en mailles régulières.
- Cette méthode nécessite l'utilisation d'une grille cartésienne ; cela entraîne des difficultés pour faire des raffinements locaux. En particulier, les géométries courbées doivent être approchées par des courbes en escalier. Néanmoins, un certain nombre de solutions plus ou moins satisfaisantes existent déjà.
- Il faut des longueurs d'arêtes entre $\lambda /16$ et $\lambda /20$ pour avoir la convergence en maillage.
- Il est difficile de prendre en compte des matériaux dispersifs.
- Les conditions aux limites approchées introduisent une approximation qui peut avoir une influence sur la précision du calcul.
- La FDTD étant un schéma explicite, le pas temporel maximal est relié au pas spatial par une condition de stabilité.
- Le pas de maillage et par conséquent le pas sur le temps sont liés à la plus petite longueur d'onde λ considérée. Un maillage typique aura au moins 10 mailles par

longueur d'onde pour garantir une précision acceptable sur la solution. Donc, pour traiter un objet de taille 100λ , il faudra un maillage $1000 \times 1000 \times 1000$, soit 6 milliards d'inconnues scalaires, d'où un coût mémoire très important sur de gros maillages.

Le principal inconvénient de la FDTD est qu'elle nécessite de longs temps de calculs et un espace mémoire important, en particulier pour les calculs 3D. C'est pourquoi, nous nous limiterons souvent à des calculs 2D.

II-1-3- FDTD à deux dimensions

La résolution des équations de Maxwell est réalisée dans le domaine temporel, ce qui permet d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu structuré comme le sont les cristaux photoniques. Ce point rend cette méthode très adaptée pour réaliser de véritables simulations numériques et développer une compréhension intuitive des processus de propagation. En premier lieu, nous allons détailler le principe des différences finies centrées, ensuite nous effectuerons une discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell selon l'algorithme de Yee. Nous présenterons également les conditions de stabilité numérique et convergence pour implémenter l'algorithme de la FDTD-2D.

II-1-3-1- Equations de Maxwell dans l'espace cartésien

La méthode FDTD repose sur une résolution directe des équations de Maxwell sous leur forme différentielle dans le cas où le matériau est isotrope, non dispersif, sans sources et transparent (constante diélectrique purement réelle), ces relations s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E} \\ \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H} \end{array} \right. \dots\dots\dots \text{IV-1}$$

Considérons les équations de Maxwell de (IV-1), le système à discrétiser devient alors dans un repère cartésien (Oxyz) :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) & \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) & \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) & \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \dots\dots\dots \text{IV-2}$$

Pour passer en 2D, on considère qu'il n'y a pas de variation suivant la direction (Oz). C'est-à-dire que toutes les dérivées partielles par rapport à z sont nulles.

On remarque qu'il est donc possible d'effectuer deux regroupements. Dans ce cas là, chacun de ces deux regroupements se réfère à un mode de polarisation TE et TM. Donc, on peut traiter d'une façon indépendante la propagation du champ électromagnétique pour les deux polarisations. Le système (IV-2) devient alors :

La polarisation TE (Transverse Electrique), est la polarisation où le champ \vec{E} est perpendiculaire à la direction (Oz), se définit de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(- \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \end{array} \right. \dots\dots\dots \text{IV-3}$$

La polarisation TM (Transverse Magnétique) est la polarisation où le champ \vec{H} est perpendiculaire à la direction (Oz), se définit de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \dots\dots\dots \text{IV-4}$$

II-1-3-2- Algorithme de Yee

L'idée principale de l'algorithme de la FDTD est de discrétiser les équations (IV-3) et (IV-4) dans leur forme différentielle et de les remplacer par un jeu d'équations aux différences finies. Il s'agit d'une méthode de numérisation qui permet de passer de l'expression analytique d'une équation à son approximation numérique. Elle s'applique à toute dérivée partielle spatiale ou temporelle, du premier ou du second ordre d'une fonction f(x,y,z,t) (développement en série de Taylor).

a)- Principe des différences finies centrées

D'un point de vue numérique, l'utilisation d'expressions programmables passe par la discrétisation des formulations analytiques. Les dérivées spatiales et temporelles des équations de Maxwell peuvent être traitées numériquement par la technique des différences finies. L'approximation des dérivées aux différents points de l'espace discret est réalisée par différenciation des valeurs des nœuds voisins ou point de dérivation.

Considérons une fonction **f** de variable **x**, continue et dérivable jusqu'à l'ordre **n**, qui peut être développée en série de Taylor de chaque coté du point **x₀** comme le montre la figure IV-2. Les développements limités en série de Taylor à droite et à gauche de **x₀** avec un décalage de $\mp \frac{\Delta x}{2}$ s'écrivent :

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) + \frac{\Delta x}{2} f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \dots\dots \text{IV-5}$$

$$f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) - \frac{\Delta x}{2} f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \dots\dots \text{IV-6}$$

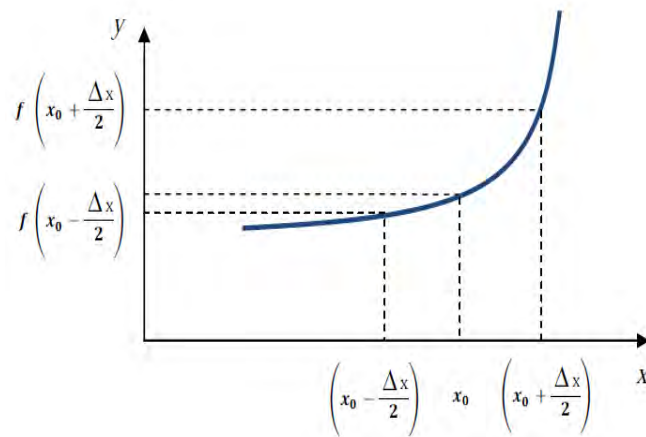


Figure IV-2: Principe de calcul de la dérivée première de f(x) locale en x_0 .

En utilisant les équations (IV-5) et (IV-6), limitées à l'ordre 2, la dérivée première de f au point x_0 peut être évaluée de manière centrée à l'ordre 2 comme suit :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + O(\Delta x^2) \dots\dots\dots \text{IV-7}$$

Le terme $O(\Delta x^2)$ représente l'erreur d'ordre 2 commise, et qui sera négligée par la suite. On appelle approximation centrée cette approximation de la dérivée. Les résultats qu'elle offre sont plus précis en comparaison avec ceux donnés par d'autres types d'approximations dites droites ou gauches, dont les formules (IV-8) et (IV-9) sont décrites respectivement ci-dessous :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f(x_0)}{\Delta x} + O(\Delta x) \dots\dots\dots \text{IV-8}$$

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + O(\Delta x) \dots\dots\dots \text{IV-9}$$

On remarque que le terme $O(\Delta x)$ qui est du premier ordre, est moins précis en comparaison avec celui du deuxième ordre de la dérivée centrée. Par conséquent, on utilisera l'approximation centrée dans notre étude pour discrétiser les dérivées partielles, spatiales et temporelles présentes dans les équations de Maxwell.

En ajoutant les deux expressions (IV-5) et (IV-6) membre à membre, nous obtenons :

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) + f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = 2f(x_0) + \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + O\left(\Delta x^4\right) \dots\dots\dots\text{IV-10}$$

Où $O\left(\Delta x^4\right)$ représente l'erreur de discrétisation, elle représente un terme négligeable devant les autres. Alors les opérateurs de dérivée première et deuxième peuvent être exprimés en différences finies selon :

$$f(x_0) \approx \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} \dots\dots\dots\text{IV-11}$$

$$f(x_0) \approx \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - 2f(x_0) + f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2} \dots\dots\dots\text{IV-12}$$

b)- Discrétisation par la méthode des différences finies centrées

L'expression (IV-7) peut être appliquée, par exemple à la première équation du système (IV-2), pour approcher à la fois la dérivée temporelle et les dérivées spatiales, en négligeant l'erreur $O\left(\Delta x^4\right)$.

La première équation du système (IV-2) est complètement discrétisé et devient :

$$\frac{H_x\left(x, y, z, t + \frac{\Delta t}{2}\right) - H_x\left(x, y, z, t - \frac{\Delta t}{2}\right)}{\Delta t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{E_y\left(x, y, z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) - E_y\left(x, y, z - \frac{\Delta z}{2}, t\right)}{\Delta z} \right. \\ \left. \frac{E_z\left(x, y + \frac{\Delta y}{2}, z, t\right) - E_z\left(x, y - \frac{\Delta y}{2}, z, t\right)}{\Delta y} \right) \dots\dots\dots\text{IV-13}$$

Où Δ_x , Δ_y et Δ_z représentent les pas de maillage spatial, et Δt le pas de maillage temporel. Il apparaît que, spatialement, que la composante H_x est centrée par rapport à E_z suivant la direction y , et centrée par rapport à E_y suivant la direction z . De même, E_y et E_z sont évaluées à un instant d'échantillonnage centré sur celui des deux composantes H_x . Il en découle le schéma de maillage spatial présenté en figure (IV-3) ainsi que le maillage temporel présenté sur la figure (IV-4). Le volume de calcul est divisé en $N_x \times N_y \times N_z$ cellules

élémentaires de dimensions $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$, appelées cellules de Yee [5] (cube de Yee : $\Delta x = \Delta y = \Delta z$), où $A^n(i, j, k)$ représente la composante de champ \vec{A} de la cellule (i, j, k) évaluée à l'instant d'échantillonnage $n \times \Delta t$.

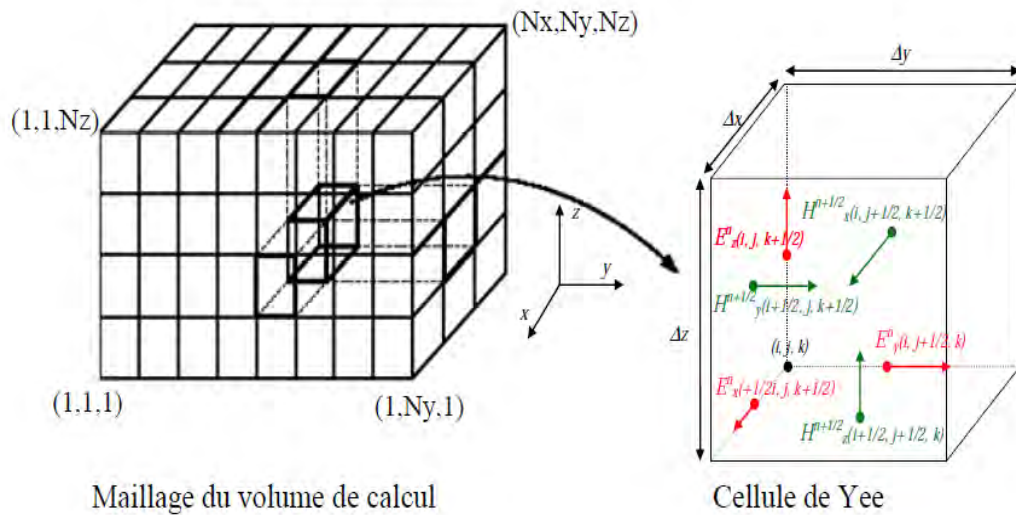


Figure IV-3 : Discretisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.

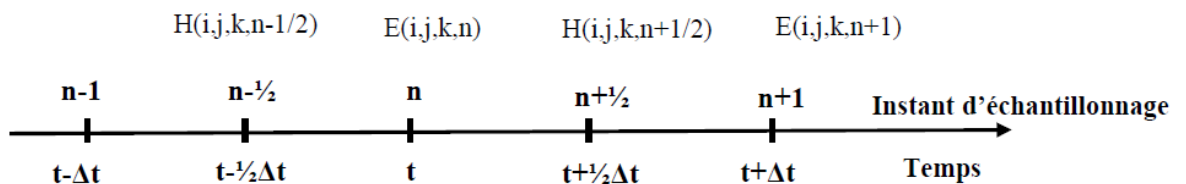


Figure IV-4 : Discretisation temporelle.

Le schéma temporel permet de calculer les composantes de champ $H^{n+1/2}$ à partir de $(H^{n-1/2}$ et E^n), et E^{n+1} à partir de $(E^n$ et $H^{n+1/2}$).

En appliquant la procédure de discrétisation spatiale et temporelle au système d'équations de Maxwell établies en (IV-2), nous obtenons le système (IV-14) au (IV-19) :

$$H_X^{n+1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1/2 \right) = H_X^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1/2 \right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_Z^n(i, j+1, k+1/2) - E_Z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta y} - \frac{E_Y^n(i, j+1/2, k+1) - E_Y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta z} \right) \dots \text{IV-14}$$

$$H_Y^{n+1/2} (i+1/2, j, k+1/2) = H_Y^{n-1/2} (i+1/2, j, k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_X^n(i+1/2, j, k+1) - E_X^n(i+1/2, j, k)}{\Delta z} - \frac{E_Z^n(i+1, j, k+1/2) - E_Z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta x} \right) \dots \text{IV-15}$$

$$H_Z^{n+1/2} \left(i + 1/2, j + \frac{1}{2}, k \right) = H_Z^{n-1/2} \left(i + 1/2, j + \frac{1}{2}, k \right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_Y^n(i+1, j+1/2, k) - E_Y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta x} - \frac{E_X^n(i+1/2, j+1, k) - E_X^n(i+1/2, j, k)}{\Delta y} \right) \dots \text{IV-16}$$

$$E_X^{n+1} (i + 1/2, j, k) = E_X^n (i + 1/2, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left(\frac{H_Z^{n+1/2} (i+1/2, j+1/2, k) - H_Z^{n+1/2} (i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} - \frac{H_Y^{n+1/2} (i+1/2, j, k+1/2) - H_Y^{n+1/2} (i+1/2, j, k-1/2)}{\Delta z} \right) \dots \text{IV-17}$$

$$E_Y^{n+1} (i, j + 1/2, k) = E_Y^n (i, j + 1/2, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left(\frac{H_X^{n+1/2} (i, j+1/2, k+1/2) - H_X^{n+1/2} (i, j+1/2, k-1/2)}{\Delta z} - \frac{H_Z^{n+1/2} (i+1/2, j+1/2, k) - H_Z^{n+1/2} (i-1/2, j+1/2, k)}{\Delta x} \right) \dots \text{IV-18}$$

$$E_Z^{n+1} (i, j, k + 1/2) = E_Z^n (i, j, k + 1/2) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left(\frac{H_Y^{n+1/2} (i+1/2, j, k+1/2) - H_Y^{n+1/2} (i+1/2, j, k-1/2)}{\Delta x} - \frac{H_X^{n+1/2} (i, j+1/2, k+1/2) - H_X^{n+1/2} (i, j-1/2, k+1/2)}{\Delta y} \right) \dots \text{IV-19}$$

Le système d'équations (IV-14) à (IV-19) permet de calculer les composantes des champs \vec{E} et \vec{H} en tout point de la structure, tout en respectant le schéma temporel. De plus, la forme de l'algorithme impose la connaissance d'au moins une composante du champ en quatre points autour de points de calcul. Selon la cellule de Yee, les composantes magnétiques sont toujours calculées en des points situés au centre des faces de la cellule appelés nœuds

magnétiques et les composantes électriques sont toujours calculées en des points situés au milieu d'une arête, appelés nœuds électriques.

Avec le schéma de discrétisation temporelle (figure IV-4), une variation de champ magnétique entraîne une variation de champ électrique, qui à son tour entraîne une variation de champ magnétique, et ainsi de suite, représentant ainsi très bien les phénomènes de propagation dans le volume de calcul. Cependant, l'algorithme FDTD est dispersif, c'est-à-dire qu'un signal se propageant dans le domaine de calcul FDTD subit des transformations (distorsion, atténuation) dues à la discrétisation. C'est pourquoi une bonne représentation numérique des phénomènes physiques ne peut être obtenue qu'après un choix judicieux des paramètres de discrétisation spatiales Δx , Δy , Δz , et temporelle Δt .

c)- Conditions de stabilité numérique et convergence

La conséquence directe de la discrétisation du domaine de calcul est l'apparition de phénomène de diffraction non physique qui affecte la grille totale de calcul. Ce phénomène dépend de la fréquence, du pas de la discrétisation spatiale et de la direction de propagation. Le pas de la discrétisation spatiale doit être choisi en fonction de la longueur d'onde, de manière à avoir un nombre suffisant de points échantillonnés pour arriver à des valeurs de précision acceptables.

Une précision acceptable sur une large gamme de fréquences aboutit à $2\lambda_0$ en choisissant un pas de discrétisation convenable dans l'algorithme de calcul FDTD.

Une condition de stabilité intrinsèque de l'algorithme de Yee peut être réalisée si les pas temporel et spatial vérifient la relation suivante :

$$c\Delta t < \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}} \dots \dots \dots \text{IV-20}$$

c est la vitesse de la lumière.

Dans le cas particulier où $\Delta x = \Delta y = \Delta$, alors la condition (IV-20) sera plus simple et devient :

$$\Delta t < \frac{\Delta}{c\sqrt{2}} \dots \dots \dots \text{IV-21}$$

Intuitivement cette condition peut être expliquée de la manière suivante, le pas temporel doit être choisi de manière à décrire la propagation de l'onde d'un point à un autre le plus proche, distant optiquement de Δ .

Le nombre d'itérations qui décrit le temps de propagation dépend du pas spatial. Il devient très grand si le pas choisi est plus fin, ce qui implique un temps de calcul élevé. Pour une structure 2D en mode TM, diviser par deux le pas spatial $\Delta x = \Delta y = \Delta$, induit un temps de calcul 16 fois plus grand.

II-2- Mise en œuvre de FullWave-FDTD

Pour exploiter l'application FDTD utilisé dans FullWave, les paramètres à la fois physiques et numériques sont nécessaires. Cette section décrit la définition de ces paramètres :

II-2-1-Paramètres physiques

Deux paramètres physiques sont nécessaires pour effectuer une simulation FullWave :

-Les paramètres du matériau qui sont la permittivité relative $\epsilon(r, \omega)$ et la perméabilité relative $\mu(r, \omega)$ en fonction de l'espace et de la fréquence.

-L'excitation du champ électromagnétique.

- **Paramètres du matériau**

Pour utiliser l'algorithme FDTD afin d'étudier la propagation des champs de lumière dans une structure, les paramètres du matériau doivent être spécifiés. FullWave utilise les formules suivantes pour spécifier les propriétés du matériau d'un guide d'onde:

$$\begin{cases} D = \epsilon_0 E + P \\ B = \mu_0 H + M \end{cases} \dots\dots\dots IV-22$$

B : le champ d'induction magnétique.

H : le champ magnétique.

E : le champ électrique.

D : le champ de déplacement électrique.

Où P et M sont la polarisation et la magnétisation qui peuvent être, dispersives, non-linéaires ou anisotropes. Ces informations sont spécifiées à travers l'utilisation de l'interface CAD (figure IV-5).

Le Rsoft CAD est le programme de base de Rsoft Photonics Suite, il agit en tant que programme de commande pour les modules de simulation Rsoft comme FullWave et BandSolve. Il est utilisé pour définir la contribution la plus importante requise par ces modules de simulation: les propriétés des matériaux et la géométrie structurelle d'un dispositif photonique. L'utilisateur doit d'abord concevoir une structure dans l'interface CAD et ensuite utiliser un ou plusieurs modules de simulation pour modéliser les différents aspects de la performance du modèle.

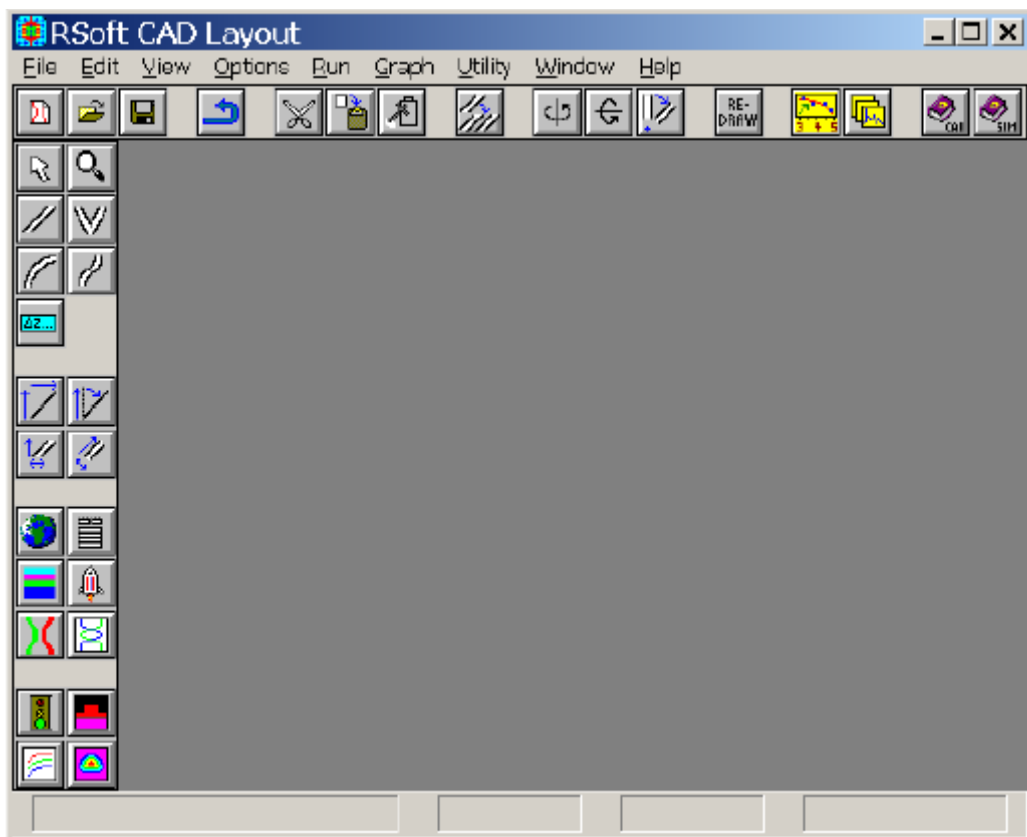


Figure IV-5 : La fenêtre Rsoft CAD, montrant la barre de menus en haut, les barres d'outils en haut et à gauche, et la barre d'état en bas.

- **L'excitation du champ électromagnétique**

Afin d'effectuer une simulation, un état d'excitation initial ϕ_L au temps ($t = 0$) est nécessaire, ainsi qu'une fonction d'entraînement en temps. Il s'agit d'une excitation à la fois spatiale et temporelle, comme :

$\phi_L(r,t)=f(r_0)g(t)$ IV-23

Où $f(r_0)$ est l'excitation spatiale au niveau du plan de lancement et $g(t)$ est l'excitation temporelle.

Un élément clé d'une simulation FullWave est le champ exciteur (launch field) de la structure. L'excitation doit être choisie pour correspondre au type de résultats de simulation requis. Par exemple, une excitation CW (Continuous Wave) doit être utilisée lorsque le fonctionnement en régime permanent d'une structure est souhaité, et un signal pulsé peut être envisagée lorsque les caractéristiques spectrales d'une structure sont nécessaires.

Le champ exciteur est défini via une boîte de dialogue des paramètres de lancement (Figure IV-6) auxquels on peut accéder par l'intermédiaire du bouton « **Edit Launch Field** » dans l'interface CAD.

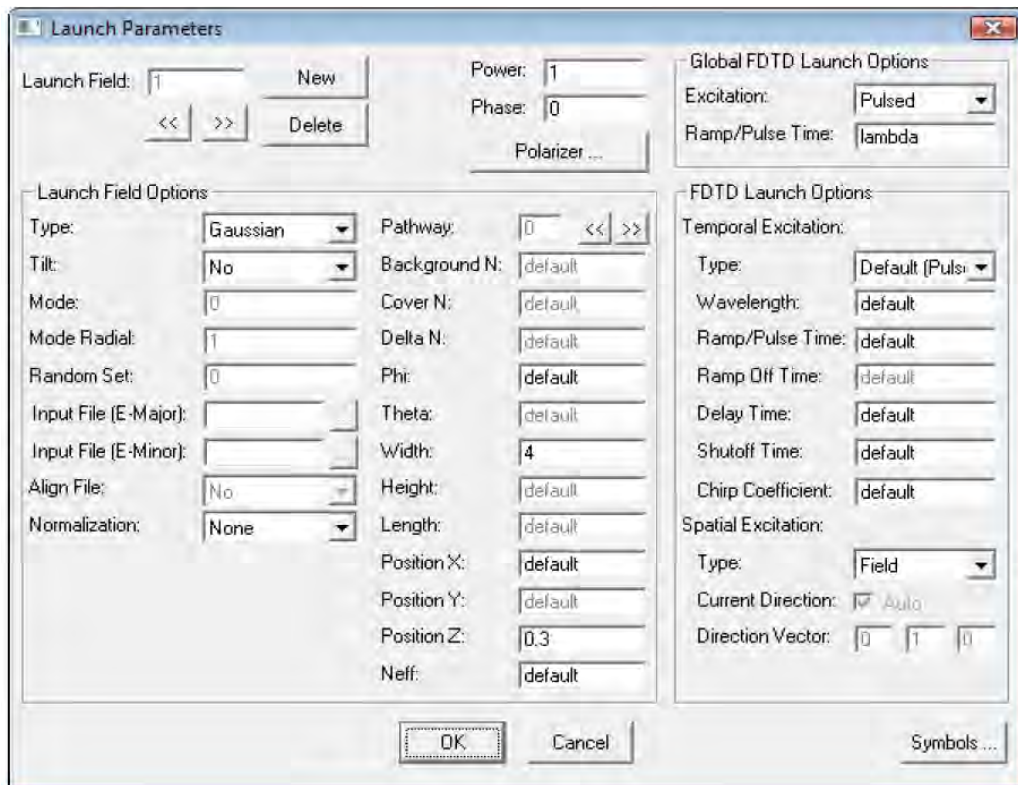


Figure IV-6 : La boîte de dialogue des Paramètres du champ exciteur (launch field) qui sélectionne à la fois le type et les caractéristiques du champ optique dans le circuit pour la simulation.

II-2-2-paramètres numériques

En outre, l'algorithme de résolution nécessite une entrée supplémentaire sous la forme de paramètres de simulation numériques telles que :

- Le domaine de calcul fini.
- Les conditions aux limites.
- Le pas spatial.
- Le pas temporel.

Le logiciel tente d'estimer les valeurs appropriées pour ces paramètres, mais permet à l'utilisateur de les remplacer.

Ces paramètres sont :

- **Le domaine de calcul**

Le choix du domaine de calcul doit inclure la portion de la structure à simuler.

- **Les conditions aux limites**

Dans le but d'implémenter l'algorithme sur machine, il est nécessaire de restreindre le domaine « ouvert » de la résolution des équations de Maxwell à un domaine borné pour limiter la capacité mémoire utilisée (et par conséquent le temps de calcul). Ce domaine spatial borné que nous nommerons espace de travail devra être suffisamment grand pour contenir toute la structure d'étude et des conditions aux limites simuleront son extension à l'infini.

Les conditions aux limites sur les bords spatiales du domaine de calcul doivent être soigneusement examinées. Plusieurs simulateurs utilisent les conditions aux limites d'absorption qui élimine toute énergie se propageant vers l'extérieur et qui empiète sur les limites de domaine. L'une des conditions les plus efficaces est la PML (perfectly matched layer) [7].

- **La grille spatiale et temporelle**

Fullwave supporte à la fois une grille spatiale uniforme et non uniforme. Afin de produire une simulation précise, la grille spatiale doit être assez petite pour simuler le plus petit élément du champ. Généralement, cela est dicté par la longueur d'onde dans le matériau, mais, dans certains cas, il peut être imposé par la géométrie du dispositif photonique. La taille de la grille doit être inférieure à $\lambda/10$ où λ n'est pas la longueur d'onde dans l'espace libre, mais plutôt la longueur d'onde du matériau. Fullwave fournira un choix intelligent pour ces paramètres, mais l'utilisateur est vivement encouragé à affiner les tailles de la grille afin de produire une simulation efficace et précise. Puisque l'algorithme FDTD est basé sur le

domaine temporel, Fullwave a plusieurs paramètres dans ce domaine. Pour obtenir une simulation stable, il faut respecter la condition courante qui concerne la taille du pas spatial et temporel :

$$c\Delta t < \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}\right)}} \dots\dots\dots\text{IV-24}$$

Cette condition change légèrement pour les simulations dispersives, et ainsi il peut être nécessaire de définir dans ce cas un intervalle de temps plus faible.

- **Établissement des paramètres de simulation**

La boîte de dialogue des paramètres de simulation FullWave est indiquée sur la figure IV-7. Cette boîte permet d'accéder à la base des paramètres nécessaires pour une simulation numérique et le bon contrôle d'autres aspects importants à la simulation.

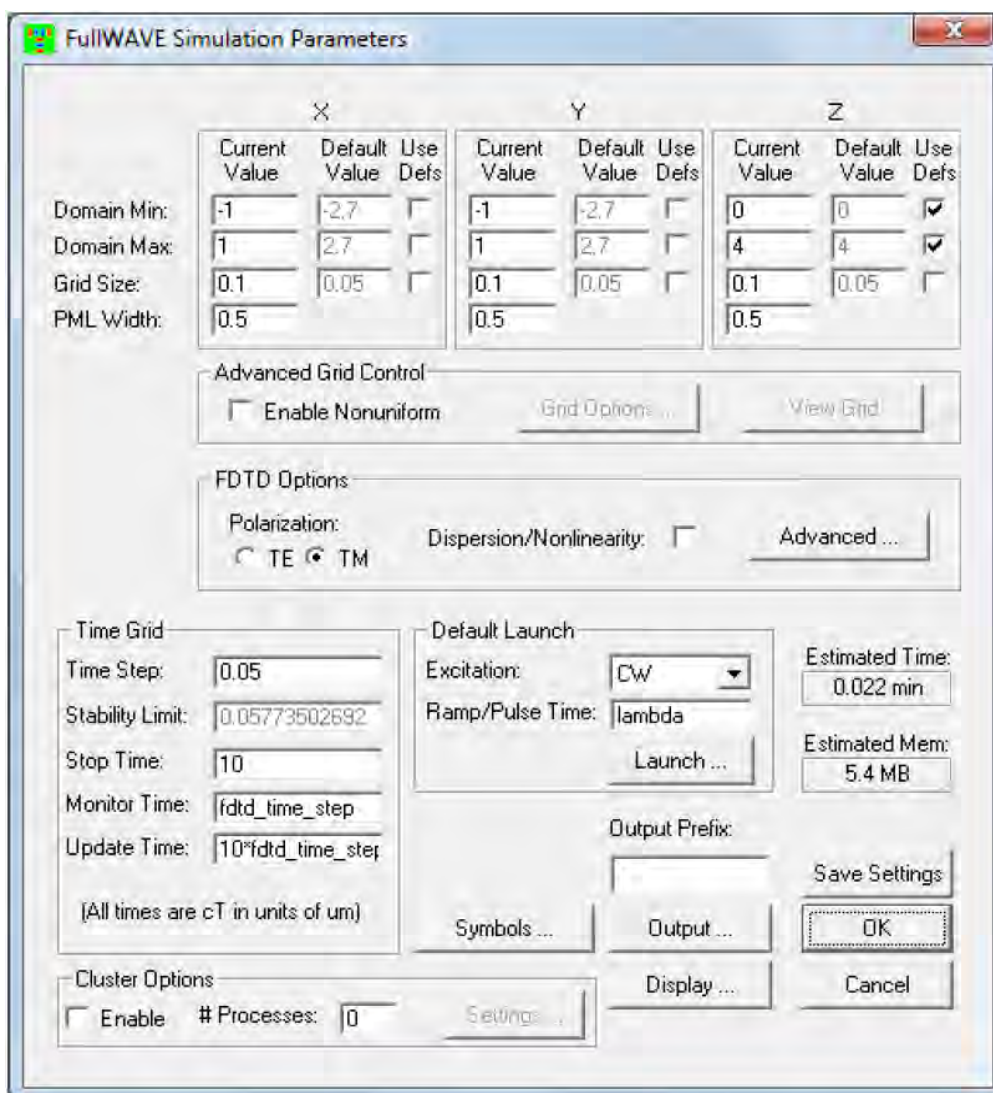


Figure IV-7: La fenêtre des paramètres de simulation FullWave où les paramètres de base de simulations numériques sont entrés.

III- Simulateur Bandsolve

Tous les diagrammes de bandes de notre étude ont été calculés en utilisant le logiciel « Bandsolve » de la même suite de logiciels que « Fullwave », c'est à dire celle de RSoft. « Bandsolve » est un logiciel de simulation qui permet de générer et d'analyser les diagrammes de bandes photoniques. Le calcul des diagrammes est basé sur une méthode de décomposition des champs électromagnétiques en ondes planes pour les structures périodiques. Les structures dont nous voulons calculer les diagrammes de bandes sont toutes des structures qui se répètent périodiquement [8].

La boîte de dialogue de simulation Bandsolve est la suivante (figure IV-8).

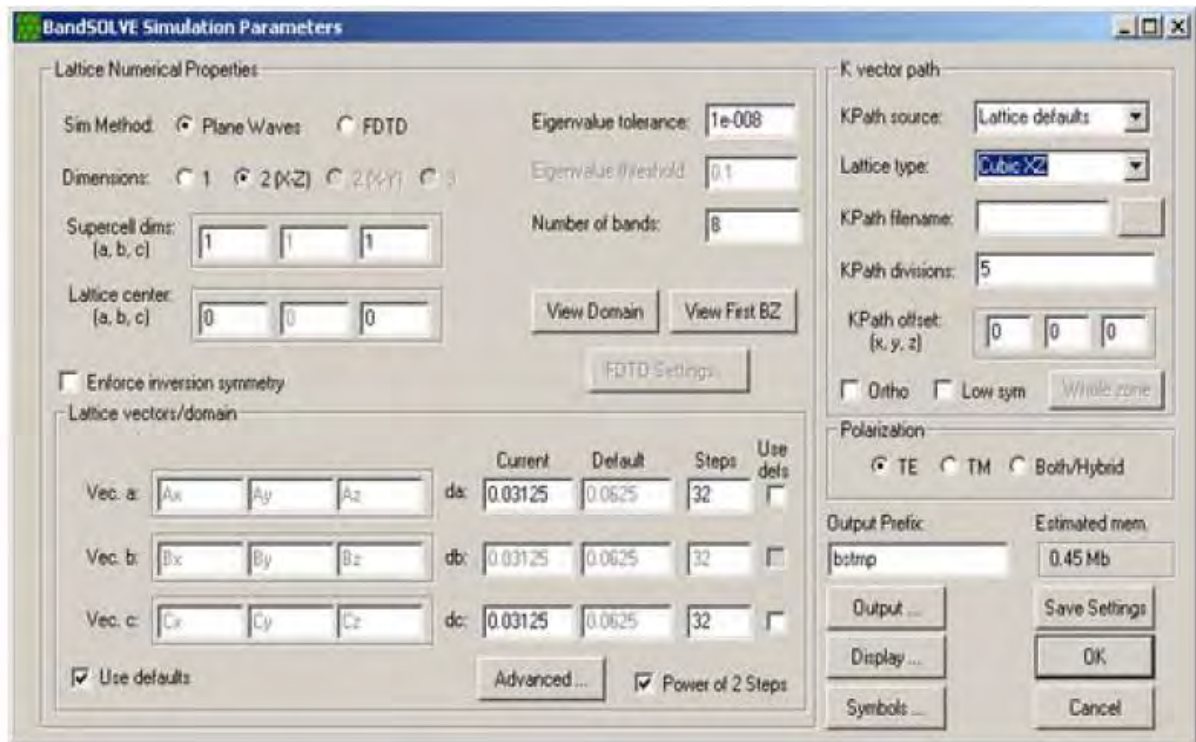


Figure IV-8: La fenêtre de simulation Bandsolve.

III-1- La méthode des ondes planes

La méthode de décomposition en ondes planes PWE (Plane Wave Expansion) s'est imposée comme l'un des outils de modélisation privilégié des cristaux photoniques [9-11] et figure, par ailleurs, parmi les premiers formalismes à avoir été employés afin de mettre théoriquement en évidence l'existence de bandes interdites photoniques (Figure IV-9). C'est une méthode de résolution dans le domaine fréquentiel des équations de Maxwell. Elle est basée sur la décomposition en ondes planes du problème électromagnétique. Cette méthode est essentiellement utilisée pour analyser les propriétés dispersives des matériaux à bandes interdites photoniques et permet de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique [12].

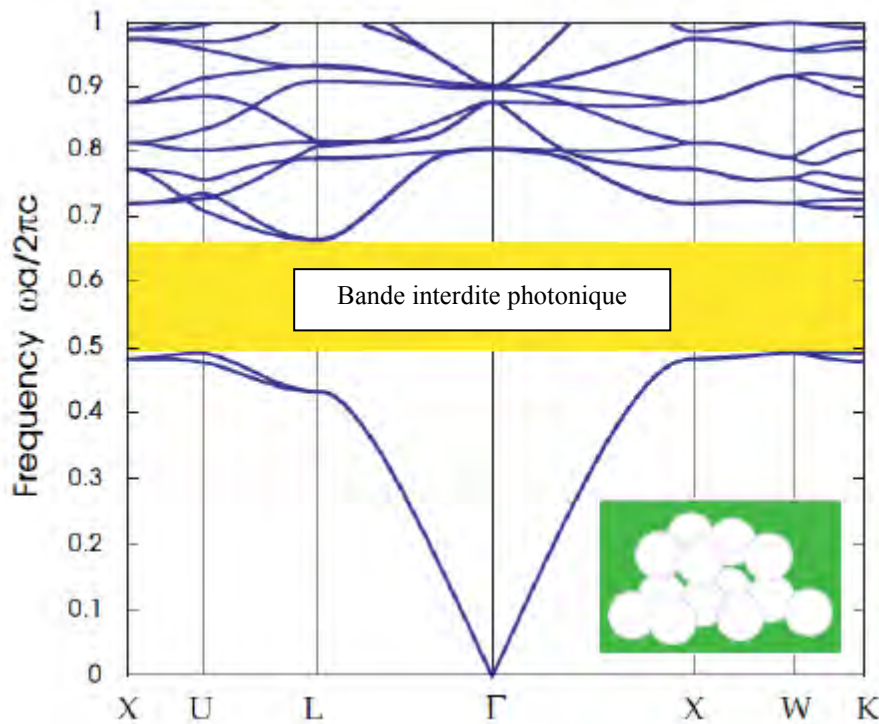


Figure IV- 9: Exemple d'un diagramme de dispersion pour un cristal photonique tridimensionnel.

La technique PWE consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. La méthode de décomposition en ondes planes est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes des cristaux photoniques parfaitement périodiques.

Comme $\epsilon(\vec{r})$ est périodique, $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme : $\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}$ et $\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}$, où les fonctions $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de développer $\epsilon(\vec{r})$, $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ en séries de Fourier :

$$\epsilon(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \epsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \dots\dots\dots \text{IV-25}$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \dots\dots\dots \text{IV-26}$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \dots\dots\dots \text{IV-27}$$

Où \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque et $\epsilon_r(\vec{G})$, $u_{\vec{k}}(\vec{G})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{G})$ sont les composantes dans l'espace réciproque. On peut déterminer ces composantes par une intégrale de Fourier. En utilisant l'équation IV-28, le champ électrique devient (équation IV-29):

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) \dots \dots \dots \text{IV-28}$$

$$(\vec{G} + \vec{k}) \times ((\vec{G} + \vec{k}) \times u_{\vec{k}}(\vec{G})) = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} \epsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') u_{\vec{k}}(\vec{G}'') \dots \dots \text{IV-29}$$

C'est un système linéaire de dimension infinie, en effet il existe une infinité de solution pour le vecteur \vec{G} du réseau réciproque, mais les vecteurs de grande amplitude ont un poids faible dans le calcul des bandes de faible ordre, ce qui permet de limiter les développements en séries à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, le système est de dimension 3N. La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de \vec{k} , permet alors de déterminer les valeurs propres $\omega_i(\vec{k})$ (i servant à numéroter les valeurs propres). En pratique, les valeurs de \vec{k} sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin ce qui permet d'obtenir les courbes de dispersion du cristal photonique regroupées dans un diagramme appelé le diagramme de bande du cristal. De manière générale, quand les vecteurs \vec{k} décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences $\omega_i(\vec{k})$ recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode $\omega_i(\vec{k})$ n'est accessible : ce sont les bandes interdites photoniques BIP.

III-1- 1- Structure de bandes d'un cristal photonique avec défaut

La PWE peut être adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'onde ou les cavités grâce à la technique des supercellules [13] ; toutefois pour assurer une convergence des calculs, cette méthode nécessite un nombre important d'ondes planes, ce qui va induire un temps de calcul élevé et limiter cette méthode. Lorsqu'un défaut est introduit dans la périodicité d'un cristal photonique possédant une bande interdite, de

nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique. Le calcul de la structure de bandes de ces objets permettrait de connaître la position et la dispersion de ces modes [14, 15].

Dès que des défauts sont introduits, la périodicité des structures est rompue et la méthode du développement en ondes planes ne peut plus s'appliquer. Pour utiliser cette méthode, une nouvelle périodicité peut être introduite artificiellement : le défaut est placé au centre d'une cellule de base comprenant plusieurs rangées du réseau d'origine que l'on appelle « supercellule ». Cette dernière est ensuite répétée suivant les directions du réseau de base pour donner naissance à un nouveau réseau parfaitement périodique Figure IV-10.

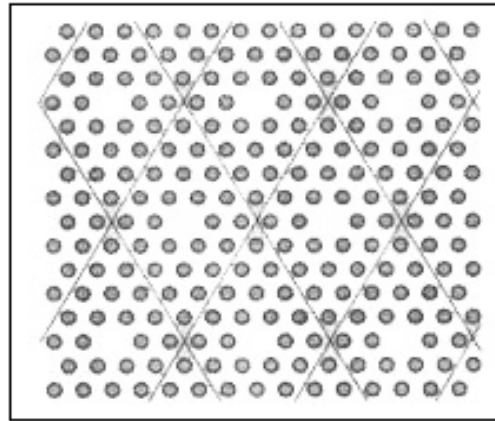


Figure IV-10: Exemple de supercellule applicable au calcul du diagramme de bandes du cristal hexagonal avec défaut ponctuel [16].

La méthode de la supercellule n'est justifiée que si la distance entre les défauts périodiques ainsi introduits est suffisamment importante pour que les défauts ne se couplent pas entre eux. Typiquement, pour un cristal réalisé dans un matériau diélectrique de permittivité relative voisine de 10, la méthode de la supercellule s'applique dans de bonnes conditions dès lors que la distance entre défauts est supérieure ou égale à 4 périodes du cristal d'origine [16].

IV- Exemple de calcul

Dans le cas d'un cristal photonique à 2 dimensions dont le motif de base est défini par les paramètres suivants : $n = 3.42$, $a=0.37\mu\text{m}$ et $r=0.12\mu\text{m}$ (le cas de notre structure d'étude). En appuyant sur le bouton OK en bas à droite de la boîte de dialogue. L'interface va lancer la simulation Bandsolve, et une nouvelle fenêtre apparaîtra, elle contient les débuts d'un schéma de structure de bande (figure IV-11(a)). La simulation se poursuit, les bandes s'étendent à travers le terrain. En quelques instants, la simulation est terminée et la fenêtre Bandsolve devrait ressembler à la figure IV-11(b).

La figure IV-11(b) présente le diagramme de bande calculé pour un réseau triangulaire de trous d'air de permittivité ($\epsilon=11.69$) dans l'air ($\epsilon=1$), les polarisations se distinguent par des traits différents. L'un des principaux résultats de cette figure concerne la différence de comportement entre les polarisations TE (transverse électrique : le champ E est parallèle aux trous) et TM (Transverse magnétique : le champ E est perpendiculaire aux trous). Les bandes interdites en polarisation TE sont, en effet, nettement plus larges. Par contre pour les modes TM il n'y en a pas. Par conséquent, il n'y a pas de bande interdite complète pour ce réseau triangulaire.

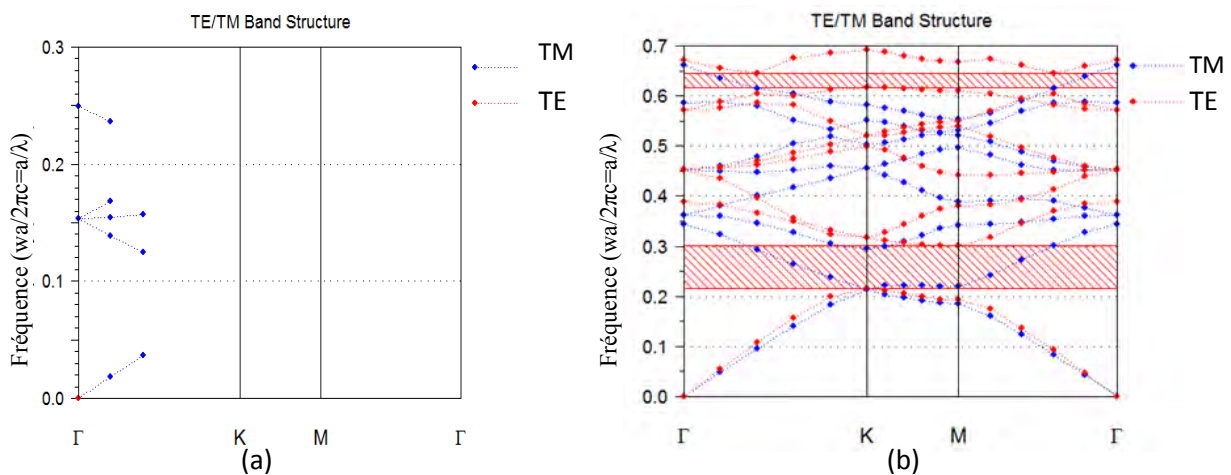


Figure IV-11 – Diagramme de bandes d'un cristal photonique 2d dans Si. Le motif correspond aux paramètres suivants : $n = 3.42$, $a=0.37\mu\text{m}$ et $r=0.12\mu\text{m}$.

Les résultats de simulation (simulateur Fullwave) présentent une large bande du spectre ($1230\text{nm} < \lambda < 1720\text{nm}$) pour le mode TE (Figure IV-12 (a)). Dans cette gamme de transmission, un creux très net de transmission apparaît aux alentours de $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ ou de $a/\lambda = 0,246$, en très bonne correspondance avec la bande interdite photonique sur la figure IV-

11. De même la méthode FDTD utilisée pour calculer le champ localisé dans le cristal photonique (Figure IV-12 (b)) confirme l'interdiction de tout mode propagatif dans le cristal à $\lambda=1,5\mu\text{m}$ située dans la bande interdite photonique couvrant largement la gamme d'émission dans le substrat de Silicium.

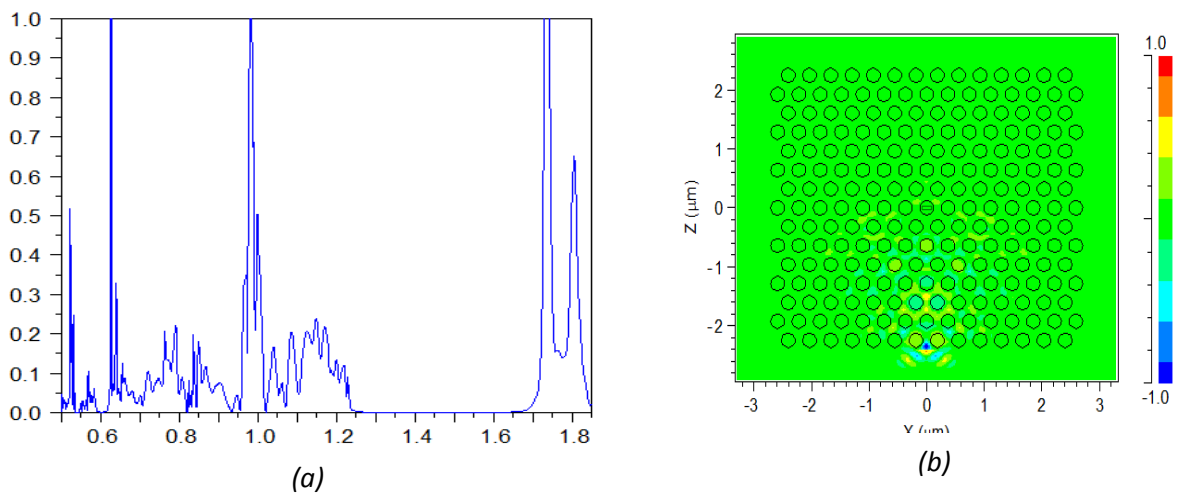


Figure IV-12 : présentation du spectre (a) et du champ local à $1.5\mu\text{m}$ (b) obtenus par simulation du cristal en mode TE dans la direction ΓK d'un réseau triangulaire de trous d'air $r/a=0,32$ dans Si.

V- Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté un outil puissant et diversifié (FDTD et PWE), parfaitement adapté à la conception des circuits photoniques 2D, afin de déterminer les paramètres permettant de réaliser les fonctions optiques désirées. Cette modélisation, basée sur la résolution directe des équations de Maxwell permet en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions de validité de la méthode 2D, la réponse rigoureuse de la structure étudiée.

Ces techniques de modélisation simples conviennent très bien à la modélisation de structures fortement diffractives de dimensions de l'ordre de la longueur d'onde. L'introduction de conditions aux limites de différents types permet de réaliser des études propagatives mais aussi modales. Ces méthodes seront largement utilisées dans la suite de ce travail qui repose sur l'étude des guides et des capteurs (senseurs) à cristaux photoniques bidimensionnels.

Bibliographie

- [1] RSoft Design Group, Inc, “FullWAVE 6.1 User Guide”, license 16847214, 1999-2008.
- [2] S. K. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media. IEEE Trans. Antennas and propagation, Vol. 14, pp 302- 307, (1966).
- [3] Taflove, A. and S.C. Hagness, Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method. 2000: Artech House, Boston.
- [4] C. T. Chan, Q. L. Yu et K. M. Ho, Order N spectral method for electromagnetic waves, Physical Review B 51, p. 16635 (1995).
- [5] K. S. Yee : Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media. IEE Transactions on Antennas and Propagation, 14(3):302– 307, 1966.
- [6] G. Mur, Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations, IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility 23, p. 377 (1981).
- [7] J.P. Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, Journal of Computational Physics 114, p. 185 (1994).
- [8] RSoft Design Group, Inc, “BandSolve 4.1 User Guide”, license 16847214, 1999-2008.
- [9] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures, Phys. Rev. Lett., vol. 65, no. 25, pp. 31523155, 1990.
- [10] M. Plihal and A. A. Maradudin, Photonic band structure of two dimensional systems: The triangular lattice, Phys. Rev. B, vol. 44, no. 16, pp. 85658571, 1991.
- [11] P. R. Villeneuve and M. Piché, Photoinc band gaps in twodimensional square and hexagonal lattices, Phys. Rev. B, vol. 46, no. 8, pp. 49694972, 1992.
- [12] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, et L. A. Kolodziejski, Guided modes in photonic crystal slabs, Phys. Rev. B, vol. 60, pp. 5751-5758, 1999.
- [13] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J.D. Joannopoulos, Existence of a photonic band gap in two dimensions, Appl. Phys. Lett., vol. 61, no. 4, pp. 495497, 1992.
- [14] H. S. Sözüer and J. W. Haus, Photonic bands: Convergence problems with the planewave method, Phys. Rev. B, vol. 45, no. 24, pp. 1396213972, 1992.
- [15] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice. Boston, MA: Kluwer Academic Publishers, 2002.

[16] Jean-Michel Lourtioz, «Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux », Techniques de l'Ingénieur, AF 3 710, 07/2004.

Chapitre V
Résultats et
interprétations

I- Introduction

L'étude de matériaux et dispositifs à bandes interdites photoniques a débuté en laboratoire en 1997[1], avec l'objectif de modéliser et caractériser les propriétés optiques de ces structures. Ces matériaux à gaps photoniques semblent très intéressants puisqu'ils permettent une amélioration des performances de nombreux systèmes existants (guides, capteurs...). En ce qui concerne l'étude de telles structures, elle reste toujours très expérimentale, même si quelques équipes de recherche se lancent dans des études analytiques.

En ce qui concerne notre travail, nous nous sommes focalisés sur les cristaux photoniques membranaires utilisant un réseau de trous d'air percés dans une membrane de matériau semi-conducteur (le Silicium). Ce type de dispositif a été largement considéré [2] car il présente un fort confinement vertical. Ce dernier résulte du fort contraste d'indice entre le Silicium et l'air.

Nous commençons notre étude par des structures les plus simples à base de cristaux photoniques: un guide linéique constitué d'une rangée de trous manquante (appelé guide W1). Une connaissance approfondie de la propagation dans ce type de guide est essentielle car le guide W1 est l'élément de base nécessaire à la réalisation de structures plus complexes. Mais avant d'aborder les structures avec défauts, nous entamons en premier lieu l'étude des structures bidimensionnelles sans défauts. Par la suite nous étudierons le comportement de ces mêmes structures avec un défaut linéaire afin de procéder à une comparaison.

II- Structure d'étude

Dans ce qui va suivre, nous allons étudier le cas des cristaux bidimensionnels membranaires à réseau de trous d'air dans un diélectrique à fort indice ($n_{Si}=3.42$). Deux types de structure seront analysés, il s'agit d'un réseau à maille triangulaire et d'un réseau à maille carrée. Avant d'examiner les caractéristiques des structures sans défauts en terme de transmission, il est judicieux de présenter leurs cartes et diagrammes de bandes afin de fixer les paramètres du cristal.

II-1- Carte des bandes interdites

Pour un matériau donné (donc pour un indice de matrice donné n), il est intéressant de connaître l'influence du rayon r ou du facteur de remplissage en air sur la position et la largeur des gaps photoniques : c.-à-d. la carte des bandes interdites.

Nous avons utilisé le logiciel de simulation (BandSOLVE de RSoft basé sur la méthode des ondes planes PWE) pour optimiser les premières bandes interdites (TE et TM) en fonction de r . Nous considérons un réseau triangulaire de trous d'air dans une membrane de Silicium ($n=3.42$ et la période du réseau est de $0.37\mu\text{m}$),

Théoriquement ce rayon peut varier de 0 à $0.185\mu\text{m}$. La valeur de disparition des bandes interdites $r = a/2=0.185\mu\text{m}$ n'est cependant pas significative. Pour de faibles facteurs de remplissage en air, il n'y a pas de bande interdite, il faut atteindre $r = 0.07\mu\text{m}$ pour voir apparaître la bande interdite TE de plus basse énergie et c'est seulement pour un rayon des trous important que l'on a un recouvrement des gaps pour les deux polarisations TE et TM, donc une bande interdite complète. La plus large bande interdite est centrée autour d'une fréquence normalisée de 0,486 avec un rayon $r = 0.174\mu\text{m}$ (lorsque le diamètre vaut environ 94 % de la période) (Figure V-1).

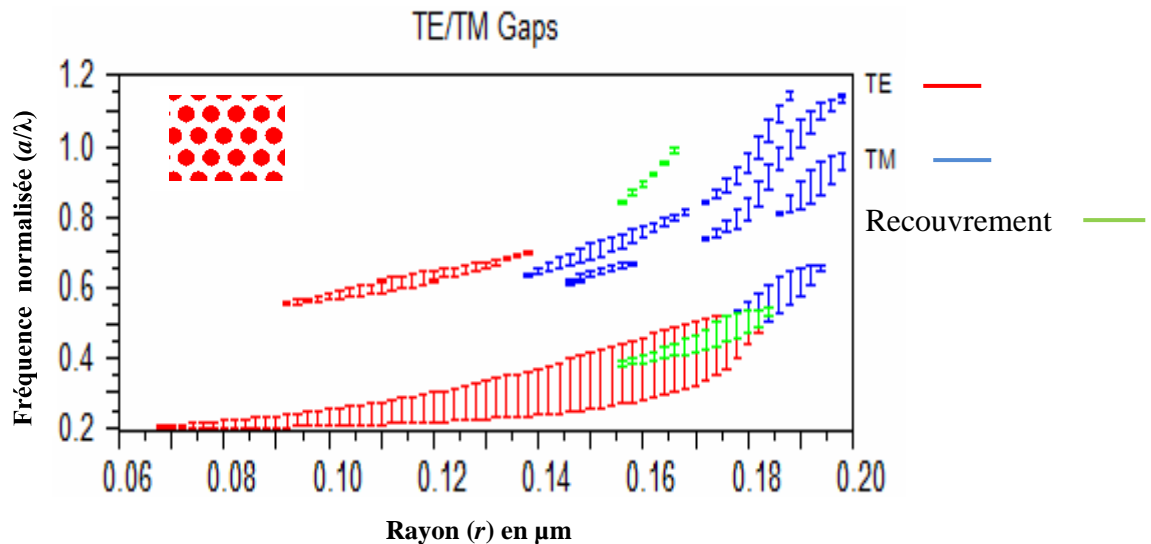


Figure V-1 : Carte des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique $\epsilon = 11.7$ d'un réseau triangulaire. Le recouvrement entre les deux polarisations ne se fait que pour des valeurs élevées de r .

Cependant, le fort facteur de remplissage risque d'induire des problèmes technologiques : en effet, plus le facteur de remplissage est fort, plus les motifs risquent de se chevaucher étant données les imprécisions de réalisation de composants pour ces dimensions (figure V-2). Pour relâcher ces contraintes technologiques de fabrication et pour limiter les pertes intrinsèques hors du plan du cristal il est nécessaire de conserver un facteur de remplissage modéré. Les valeurs typiques du facteur de remplissage sont autour de $f=32\%$. Le choix optimal du rayon r est donc fixé à $0,12\mu\text{m}$ pour un facteur de remplissage $f=30\%$.

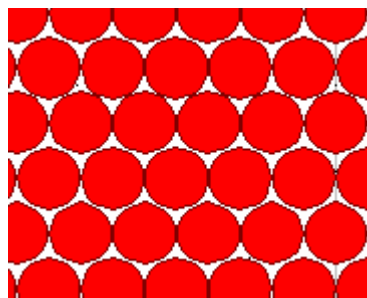


Figure V-2 : Réseau de trous d'air adjacents, $r = 0.18\mu\text{m}$ dans une membrane de Silicium.

II-2- Choix du réseau

Il s'agit de structurer périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde optique un matériau dans deux directions de l'espace. Pour ce faire la solution couramment utilisée consiste à graver des cylindres. On a alors le choix sur le motif élémentaire de ce réseau périodique de trous. Le réseau triangulaire, est le réseau 2D de plus haute symétrie dès lors que l'on se limite à un seul « atome » par maille. La zone de Brillouin est un hexagone (voir chapitre I). Le fait qu'elle soit « proche » du cercle confère au cristal un fort degré d'isotropie, propice à l'ouverture de bandes interdites omnidirectionnelles.

Nous avons tout d'abord simulé des réseaux bidimensionnels triangulaires, car ils permettent d'obtenir, pour des rayons modérés, une bande interdite plus large pour les deux polarisations (figure V-3). Pour le réseau carré, c'est seulement pour un rayon des trous important que l'on obtient des BIPs complète.

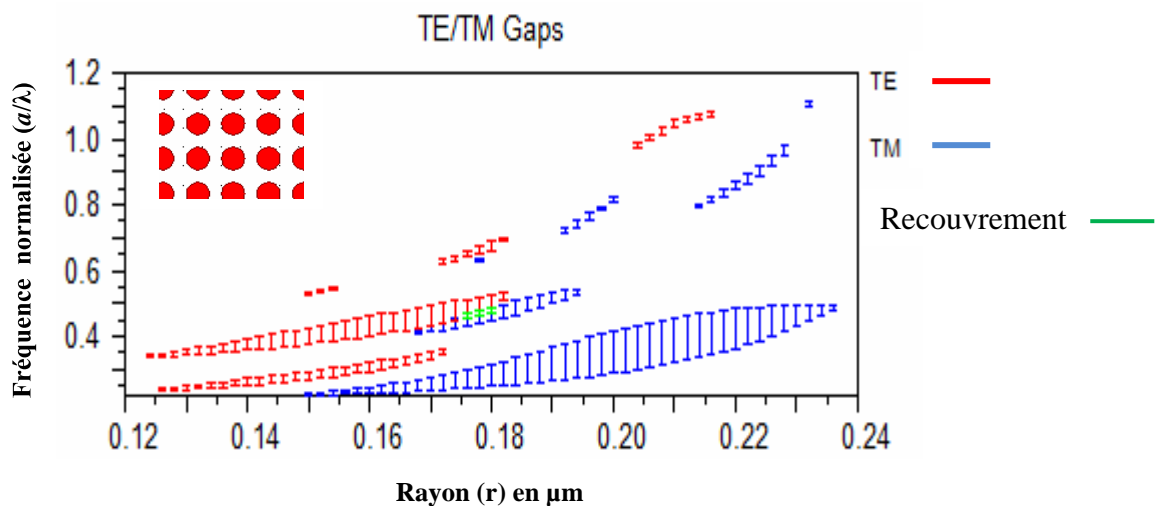


Figure V-3 : Carte des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique $\epsilon = 11.7$ d'un réseau carré. C'est seulement pour un rayon des trous important que l'on a des gaps pour les deux polarisations.

II-2- Choix de la polarisation

Le cristal photonique 2D découple deux polarisations TE et TM. La polarisation TE transverse électrique (respectivement TM transverse magnétique) est définie lorsque le vecteur champ magnétique H (respectivement électrique E) est parallèle aux cylindres d'air du réseau considéré. Ainsi, une bande interdite complète simultanément pour les deux polarisations n'est possible que pour un très haut facteur de remplissage en air. En effet, pour

des raisons de fabrication (risque de chevauchement des trous étant données les imprécisions de réalisation de composants pour ces dimensions), et pour limiter les pertes intrinsèques hors du plan du cristal, il est nécessaire de conserver un facteur de remplissage modéré [3].

Dans un premier temps, les simulations seront effectuées pour les modes TE et TM pour connaître le comportement des structures à BIP dans leur globalité, puis en s'orientera vers le mode TE étant donné que seul ce mode nous intéresse (figure V-5).

II-3- Paramètres de la structure étudiée

Dans cette étude, nous nous sommes focalisés sur les cristaux photoniques membranaires utilisant un réseau de trous d'air percés dans une membrane de matériau semiconducteur. Ce type de dispositif membranaire est très fréquemment étudié car il peut être suspendu dans l'air afin d'assurer un fort confinement vertical comme nous l'avons précisé. En se basant sur le cas bidimensionnel tel qu'il a été exposé précédemment, on voit que le cristal photonique 2D le plus propice aux gaps photoniques est le réseau triangulaire de trous, la période a étant fixée de façon à obtenir une bande interdite pour au moins une polarisation à des longueurs d'onde d'intérêt telle que $1.55\mu\text{m}$. Le réseau triangulaire offre en effet la zone de Brillouin la plus circulaire, critère favorable au recouvrement des gaps dans les différentes directions de symétrie.

Dans notre étude nous optons donc pour un cristal photonique 2D membranaire à réseau triangulaire de trous d'air de rayon $r = 0.12\mu\text{m}$ et de périodicité $a = 0.37\mu\text{m}$ gravés sur une membrane de silicium ($n_{\text{Si}}=3.42$), la structure fait 15 rangées de long et 15 rangées de large (Figure V-4). Nos résultats concernent des configurations optimisées avec un taux de remplissage en diélectrique de $f=30\%$. Nous allons exploiter les caractéristiques permettant le confinement de la lumière dans le plan de la périodicité de la structure.

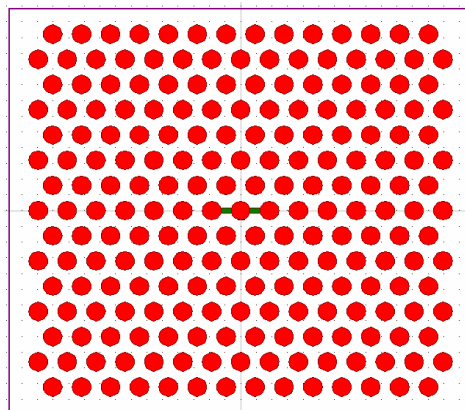


Figure V-4 : CP-2D sur membrane de Si dans un réseau triangulaire de trous d'air, $f=30\%$.

III - La bande interdite photonique

Les cristaux photoniques désignent des matériaux à bandes interdites photoniques (BIP), le terme cristal photonique se rapporte directement à la périodicité des structures diélectriques sur une ou plusieurs directions de l'espace. Cette périodicité provoque un changement important des propriétés de dispersion optique d'un milieu, générant des bandes interdites de propagation lorsque l'indice de réfraction est modulé d'une manière suffisante. Ces propriétés de réflexion et de dispersion peuvent être utilisées pour réaliser des fonctions optiques intégrées compactes et originales. On met à profit les propriétés des cristaux photoniques 2D pour contrôler latéralement et à l'échelle de la longueur d'onde la propagation de la lumière.

La largeur, le déplacement et la profondeur de la bande interdite sont liés aux paramètres géométriques, à l'épaisseur de la membrane et aux caractéristiques physiques de la structure. On désigne par les caractéristiques physiques de la structure le contraste d'indice entre les deux matériaux et le facteur de remplissage. Afin d'avoir une bande interdite plus large il faut choisir un contraste d'indice élevé donné par l'équation V-1 :

$$\Delta n = n_{\text{substrat}} - n_{\text{trou}} = n_{\text{Si}} - n_{\text{air}} = 2.42 \dots \dots \dots V-1$$

La présence d'une bande interdite de photons se traduit par des propriétés de réflectivité et de transmission qui sont relativement facilement accessibles par la mesure. Arrivant de l'extérieur, une onde incidente dont l'énergie est dans la bande interdite ne pourra pas être transmise en raison de l'absence de modes disponibles. Ainsi, si le milieu est non absorbant, elle sera réfléchi. Cette propriété est la première que les chercheurs ont essayé de mesurer dès 1996 [4]. En pratique, la périodicité de l'échantillon sera nécessairement limitée à un nombre fini de périodes et les coefficients de réflectivité et de transmission dépendront de la longueur du cristal.

Dans le cas du réseau triangulaire (Figure V-5), deux bandes interdites photoniques (BIP) sont observées pour la polarisation TE : la première pour a/λ variant entre 0,213 et 0,3 et la deuxième plus étroite pour a/λ comprise entre 0.61 et 0.64. Pour la polarisation TM, aucune bande interdite n'apparaît. Cependant, pour le réseau carré on constate une absence de la bande interdite photonique pour les deux polarisations TE et TM (figure V-3). En effet pour

$r = 0.12\mu\text{m}$, la plus large BIP est obtenue avec un réseau triangulaire de trous d'air en polarisation TE. C'est cette structure que nous exploitons dans notre étude.

Généralement, les bandes interdites TE s'ouvrent pour des zones connectées de forts indices, tandis que l'ouverture de bandes TM est plutôt favorisée par des zones de forts indices isolées (déconnectées) comme des piliers diélectriques dans l'air [2].

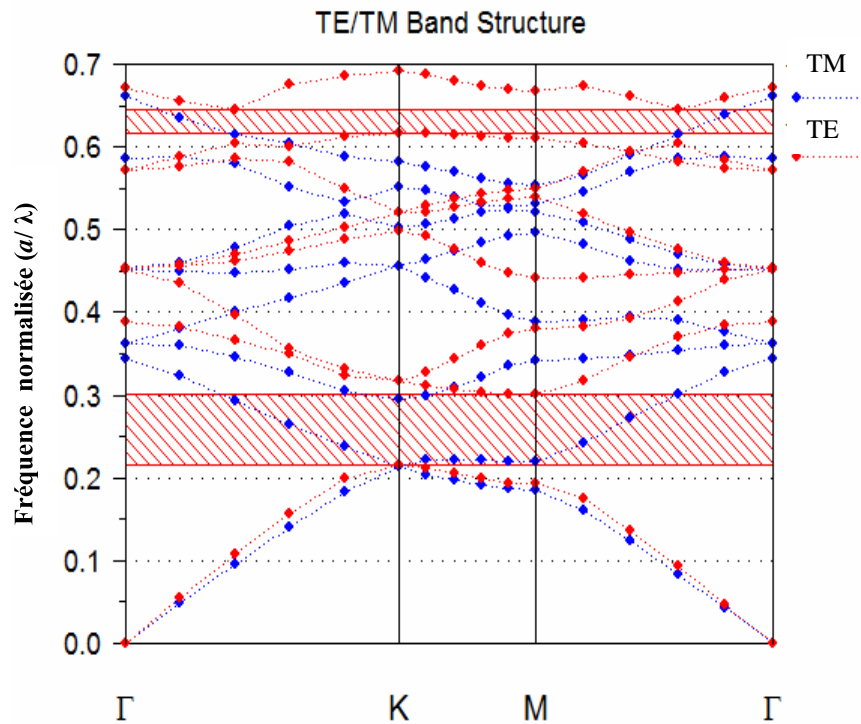


Figure V-5: Calcul du diagramme de dispersion du CP-2D sur membrane de Silicium ($n_{Si}=3.42$) d'un réseau triangulaire de trous d'air, $f=30\%$ d'un cristal photonique triangulaire 2D (période a) composé de motifs circulaires d'air (rayon $r = 0.324a$). Les deux polarisations ont été représentées.

La capacité des CPs à manipuler, confiner et contrôler la lumière dans les trois directions de l'espace suscite de nombreuses applications. La lumière a en effet plusieurs avantages par rapport aux électrons. Elle peut voyager dans un matériau diélectrique plus rapidement qu'un électron dans un fil métallique ; elle peut transporter une grande quantité d'information par seconde ; les interactions entre photons et matériau diélectrique sont moins importantes que celles entre électrons et matériau métallique, ce qui réduit les pertes d'énergie.

IV- Le défaut linéique dans un cristal photonique

L'insertion justifiée de défauts de périodicité au sein du cristal constitue l'attrait majeur des structures à cristaux photoniques. Les défauts peuvent avoir une infinité de géométries possibles qui passent par la modification de la taille ou de l'indice d'un seul motif du cristal jusqu'au retrait de rangées entières de motifs qu'on appelle défauts linéiques.

Ces défauts génèrent des modes dans la bande interdite du cristal parfait et contrôlent la propagation de la lumière au sein du cristal et à l'échelle de la longueur d'onde. Ces modes forment des supports pour le champ électromagnétique propagatif [2]. L'utilisation de ces structures rend possible la miniaturisation des composants d'optique intégrée et améliore leurs performances. Le confinement de la lumière sur des dimensions submicroniques [5] en fait aussi des objets de choix pour l'étude de processus physiques, comme le guidage [6].

Si l'existence de modes localisés dans ces défauts a été montrée dès 1994 [7], les études expérimentales dans le domaine optique sont restées limitées à des démonstrations qualitatives [8]. Des études spectrales permettant la compréhension du guidage commencent dès le début de l'année 2000 [9-13], et permettent l'étude de dispositifs plus complexes incluant notamment les virages [14] et les cavités résonnantes [15,16].

IV-1- Guide droit W1

Parmi l'infinité des structures contenant des défauts linéiques réalisables, permettant l'apparition de modes guidés à une fréquence appartenant à la bande interdite du cristal parfait [4,5], nous nous sommes limités, dans cette partie, à une seule géométrie de défaut. Il consiste en une rangée manquante dans un cristal photonique triangulaire de période a , suivant la direction des plus proches voisins (direction ΓK). Le guide d'onde droit W1 est l'une des structures qui a été largement explorée, la plupart des guides à CP sont conçus dans des réseaux triangulaires à trous d'air circulaires [17]. Un guide d'onde peut alors être créé entre les deux demi-plans de cristaux photoniques de fort confinement latéral.

Nous considérons dans cette section un guide d'onde à cristaux photoniques. Le cristal photonique est un réseau triangulaire de trous d'air de périodicité $a = 370\text{nm}$, percés dans une membrane de Si d'indice $n = 3.42$ et de rayon des trous $r = 0.12\mu\text{m}$. Le guide d'onde est formé en enlevant une rangée de trous dans la direction ΓK du réseau triangulaire. Il y a 7 rangées de trous de part et d'autre de la rangée manquante et 15 rangées de trous suivant l'axe

de propagation (Figure V-6(a)). Le but de cette étude est d'obtenir une cartographie à haute résolution de la propagation dans le guide droit W1.

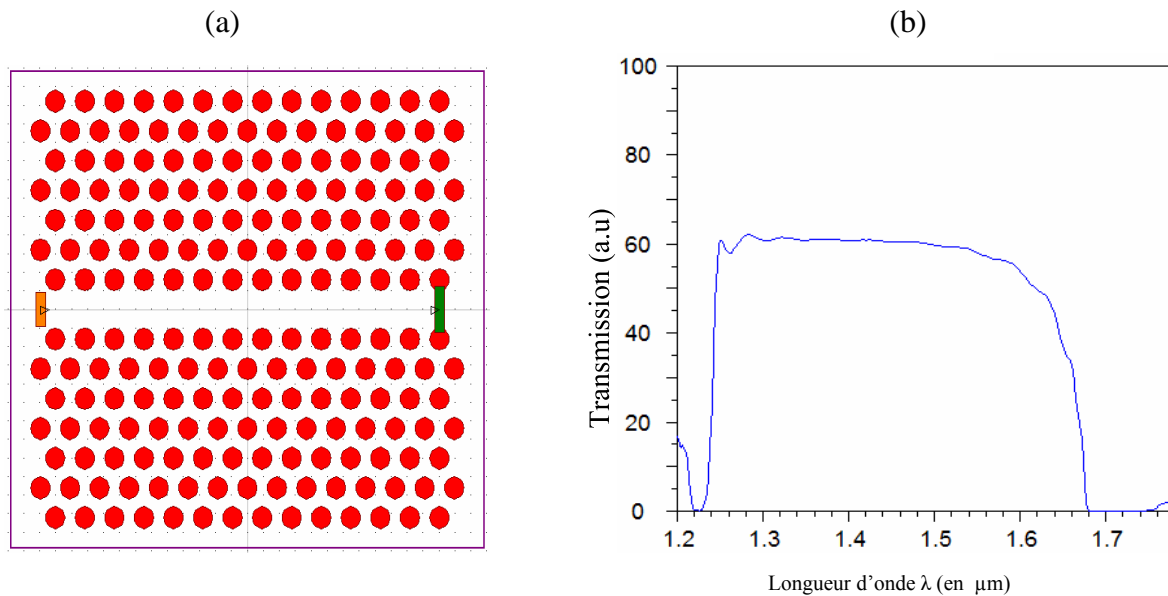


Figure V-6 : (a) Guide droit référence W1 (Une rangée de trous omise) réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur une membrane de Si suivant la direction ΓK , $f=30\%$. (b) Spectre de transmission guide droit référence W1 en mode TE.

Un calcul FDTD fait par le logiciel FullWave de RSoft, permet de tracer le spectre de transmission (Figure V-6(b)), une large transmission du guide droit W1 est observée s'étalant sur plus de 490nm et elle est de 64%. On s'est limité dans ce cas à la région spectrale de la bande interdite du cristal 2D calculée précédemment. L'enjeu principal de ces guides d'ondes concerne les pertes. Quand on augmente le nombre de rangées horizontales, les pertes de propagation augmentent. Les cristaux photoniques de part et d'autre la ligne de défauts sont identiques et jouent le rôle de miroirs réfléchissants, lorsque le nombre N de rangées de trous de part et d'autre du défaut est infini, la lumière est réellement guidée et se propage le long du défaut sans être atténuée [1, 18]. Notons aussi que la variation des paramètres géométriques des trous de la première rangée bordant le guide mène à une amélioration notable de la transmission [19].

Issue du calcul FDTD, la Figure V-7 représente la distribution spatiale d'une excitation de type continue (CW) à une longueur d'onde de $1.5\mu\text{m}$ (longueur d'onde permise) pour la polarisation TE du guide droit W1. Nous constatons que le champ est bien confiné et l'allure de sa distribution démontre clairement l'existence du phénomène de guidage de la lumière le long du guide W1.

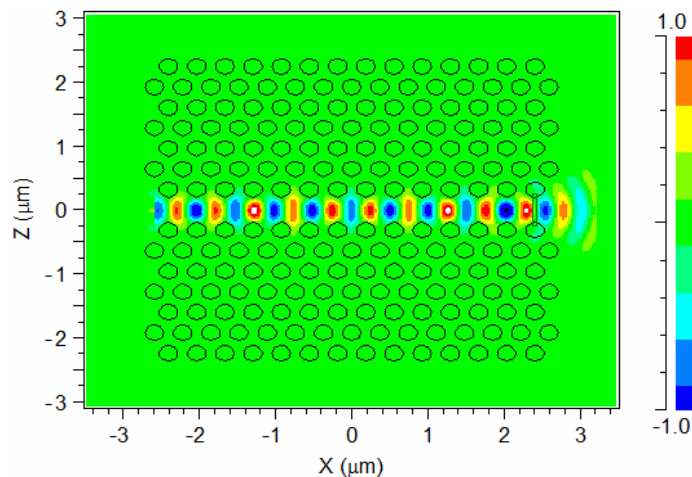


Figure V-7: Distribution spatiale du champ à la suite d'une simulation de type FDTD et une excitation de type CW du guide droit référence W1, pour une polarisation TE à $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

IV-2- Influence de la largeur du défaut

A l'intérieur de la BIP, le confinement latéral des modes du guide à CP bénéficie à la fois du confinement par réflexion interne, comme dans les guides ruban conventionnels, et d'une réflexion de Bragg latérale due au CP. Ce phénomène rend le fonctionnement des modes à l'intérieur de la BIP particulièrement intéressant.

IV-2-1- Simulations en supercellule

La première analyse modale détaillée est présentée par les auteurs [4] pour un guide inscrit dans un cristal photonique bidimensionnel triangulaire de facteur de remplissage en air élevé ($f=60\%$), présentant une large bande interdite photonique. Le calcul des relations de dispersion, $\omega(kz)$, est effectué par la méthode des ondes planes en supercellule [20,21]. Pour tenir compte de la présence du défaut dans le cristal photonique, la cellule élémentaire du cristal est remplacée par une cellule plus grande dupliquée périodiquement dans les deux directions orthogonales du plan, sept rangées de trous ont été considérées de part et d'autre du guide de haut indice (Figure V-8). Le confinement vertical est pris indirectement en compte dans le calcul bidimensionnel.

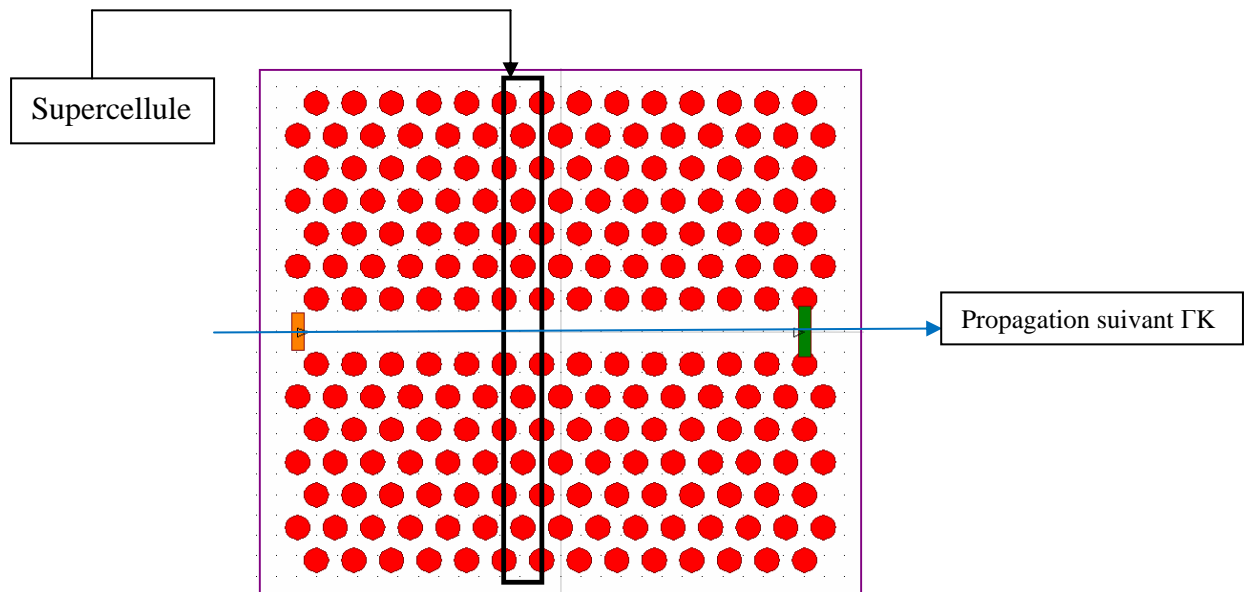


Figure V- 8: Supercellule utilisée dans la simulation du guide W1 par la méthode du développement en ondes planes.

Dans un cristal photonique, la création d'un défaut est causée par la rupture de la périodicité diélectrique. Cette rupture va engendrer l'ouverture d'une bande de fréquence autorisée à l'intérieur de la bande interdite photonique. La largeur et la position de cette bande autorisée sont générées par les caractéristiques du défaut.

Les diagrammes de dispersion pour K_{norm} (vecteur d'onde normalisé) entre 0 et 0.5, pour des guides droits de différentes largeurs W1, W3 et W5 réalisés dans un réseau CP triangulaire de facteur de remplissage $f=30\%$ sont reproduits sur la figure V-9. Ils sont issus de la simulation en supercellule défini dans le réseau bidimensionnel de trous d'air gravés au travers d'une membrane de Si. Les régions inférieure et supérieure délimitent la bande interdite du cristal photonique pour la polarisation TE. La bande permise à haute fréquence au dessus du gap est une bande d'air, alors que la bande permise à basse fréquence en dessous du même gap est une bande diélectrique. L'introduction du guide ultramine se fait, soit en ajoutant du diélectrique, soit en retranchant. Le mode guidant qui se crée porte alors, pour l'essentiel, les caractéristiques de la bande associée. Pour notre cas (structure connectée), il s'agit d'un mode dont le champ électromagnétique se situe principalement dans le diélectrique.

Ces diagrammes montrent que l'introduction d'un défaut linéique dans un cristal photonique induit, dans la bande interdite photonique, des modes optiques localisés par le

défaut. En augmentant la largeur du guide, on décompte un nombre croissant de bandes de dispersion, correspondant à un nombre grandissant de modes transverses propagatifs.

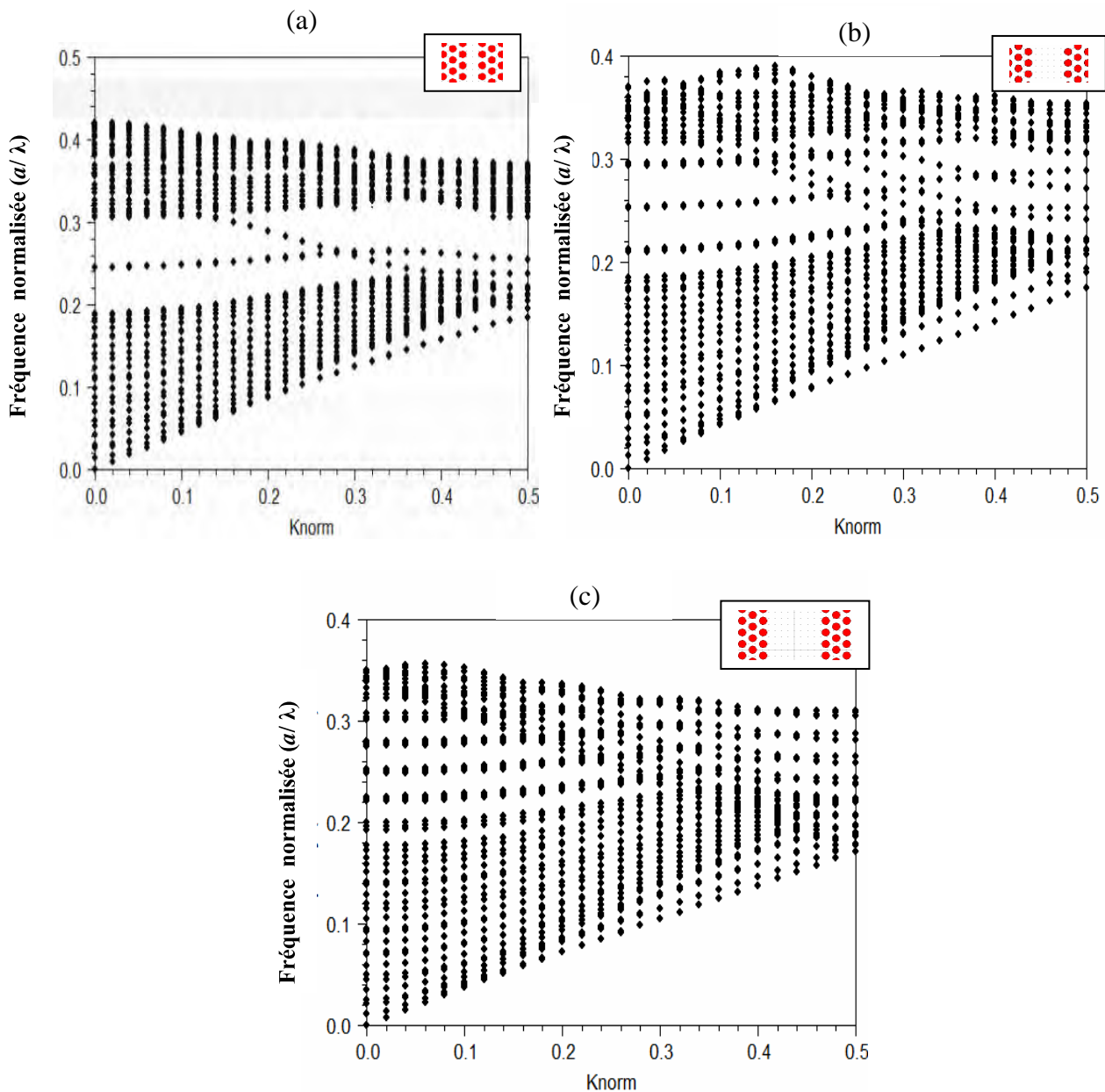


Figure V- 9: Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille triangulaire en mode TE : (a) guide droit W1 GK; (b) guide droit W3 GK ; (c) guide droit W5 GK.

Considérons le cas du guide droit W3, issue du calcul FDTD, la figure V-10 représente la distribution spatiale d'une excitation de type continue (CW). Nous remarquons que la lumière est moins intense que celle du guide droit référence W1 mettant en évidence la nature multimode de la propagation.

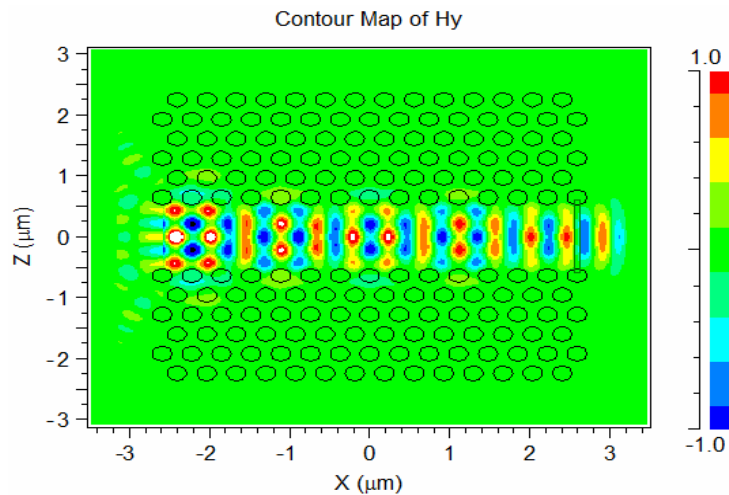


Figure V-10 : Distribution spatiale du champ à la suite d'une simulation de type FDTD et une excitation de type CW du guide droit W3, pour une polarisation TE à $\lambda=1.48\mu\text{m}$.

V- Les guides virages

Actuellement, la nano-optique est en plein essor. La conception des micro-composants optiques de dimensions nanométriques est devenue indispensable pour la nano-connectique. Cette partie est consacrée aux briques de base qui constitueront le réseau "CP-routier", à savoir les virages de 120° . Une optimisation a été menée sur les différentes structures afin d'obtenir une meilleure transmission et une large bande passante tout en réduisant les pertes accrues dues aux coudes.

V-1- Les guides virages non optimisés

La structure du guide virage est représentée sur la figure V-11(a). L'étude d'un virage revient en toute rigueur à modéliser une cavité résonnante. Le virage est obtenu par la jonction de deux guides W1 dirigés suivant les axes ΓK et présentant entre eux un angle de 120° . La transmission dépend de la présence du coude (résonance éventuelle dans cette cavité, qui dépend de la taille effective de cette cavité et de la réflectivité du virage). La transmission d'une telle configuration est présentée sur la figure V-11(b).

Les résultats de la simulation FDTD-2D montrent clairement la faible transmission obtenue sur toute la gamme de longueur d'ondes $[1,23 - 1,72] \mu\text{m}$, nous observons autour de la fréquence $1.59\mu\text{m}$, une transmission maximale et une réflexion minimale, caractéristique de l'existence d'une fréquence de résonance.

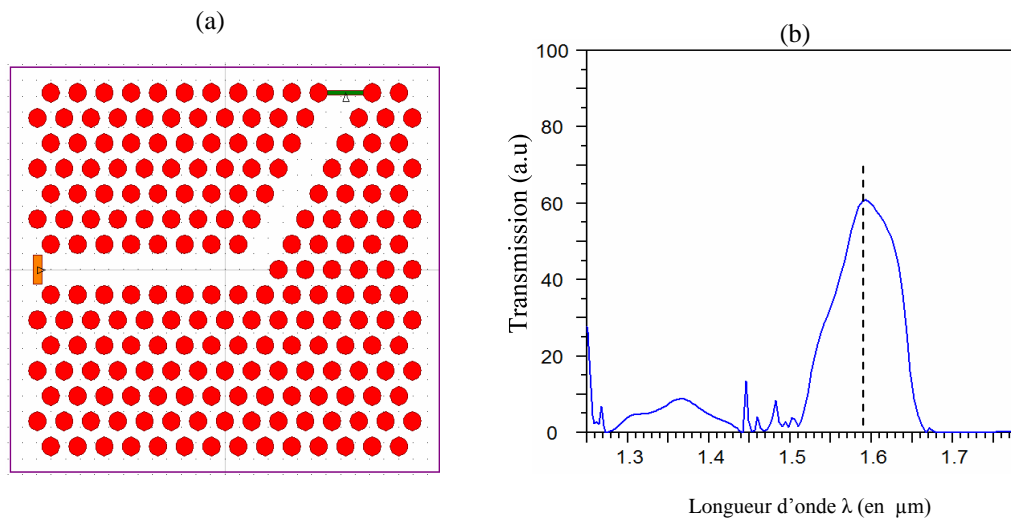


Figure V-11 : (a) Structure du guide virage référence W1 à 120°. (b) Transmission du guide virage W1 à 120° (La fréquence de résonance liée à la cavité du coude est mise en évidence).

La distribution du champ électrique est présentée sur la figure V-12, elle permet de mieux percevoir l'aptitude de la structure photonique virage. Pour $\lambda=1.59\mu\text{m}$, on remarque que la lumière est dispersée au coude, elle est affectée par l'accident que présente ce dernier. Par contre, pour $\lambda=1.35\mu\text{m}$ (longueur d'onde appartenant à la bande passante ([1.23-1.5] μm)), la transmission est proche de 9% ce qui traduit une forte réflexion et une faible transmission. On remarque nettement le retour de la puissance à l'entrée du guide ce qui a permis de diminuer la quantité de transmission obtenue au niveau de la sortie du virage.

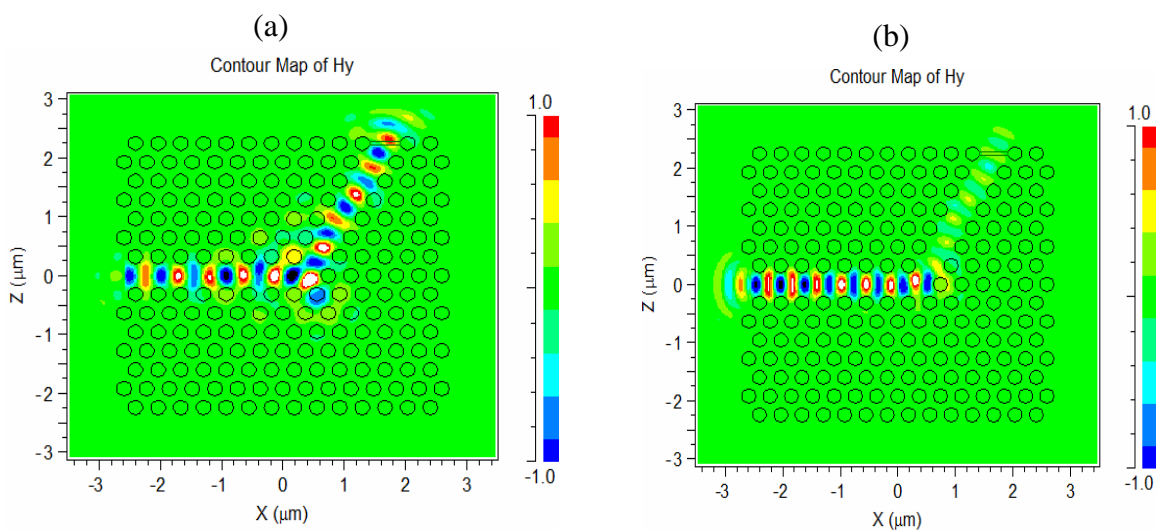


Figure V-12 : Distribution spatiale du champ à la suite d'une simulation de type FDTD et une excitation de type CW dans le guide virage W1 en mode TE, (a) pour $\lambda=1.59\mu\text{m}$ (b), pour $\lambda=1.35\mu\text{m}$.

Pour mettre en valeur notre outil de simulation, nous avons comparé les résultats de la littérature à ceux obtenus avec la méthode FDTD-2D Fullwave. La figure V-13(a) donne un exemple de validation des résultats de simulation obtenus par un calcul FDTD-2D d'un guide virage W1 avec celui mesuré et calculé par la référence [22] et présenté sur la figure V-13(b). Dans la référence [22], la fréquence de résonance a été calculée pour $a/\lambda \approx 0.303$, et un facteur de remplissage $f=40\%$, pour un réseau triangulaire de trous d'air. Un résultat similaire est obtenu en utilisant le simulateur Fullwave basé sur la méthode FDTD-2D.

Selon la figure V-13 (a) et (b), on observe une très bonne concordance entre les deux courbes, elles indiquent l'existence d'une résonance dans l'intervalle $[1.74 - 1.91] \mu\text{m}$ et les maximas de transmission atteignent 100%.

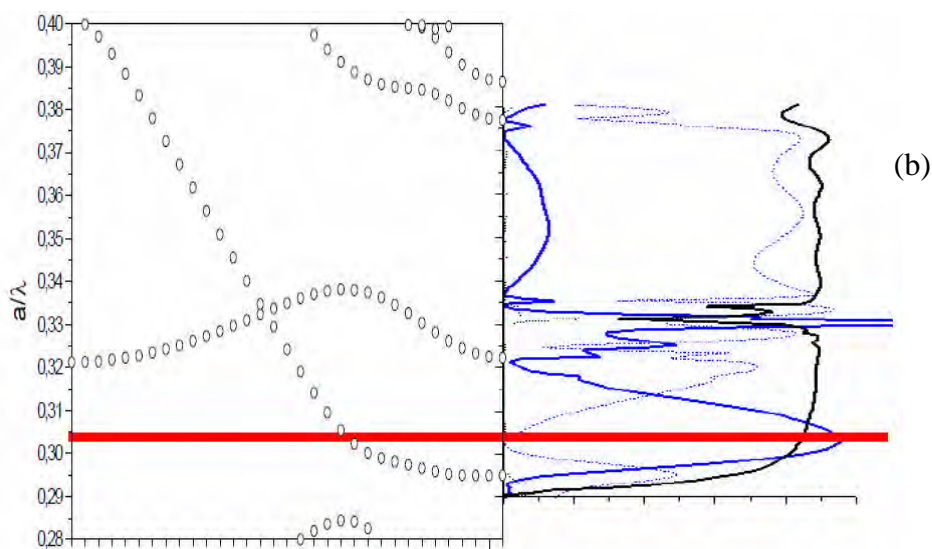
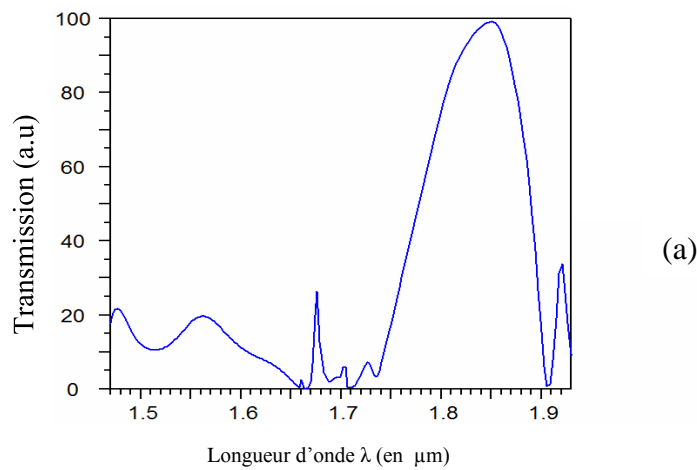


Figure V-13: Spectre de transmission d'un guide virage W1 pour un facteur de remplissage de 40% : (a) Un calcul obtenu par simulation FDTD-2D Fullwave, (b) résultats obtenus par la référence [22].

Les études suivantes portent sur l'optimisation du coude pour l'obtention d'une meilleure transmission et d'une large bande passante.

V-2- Les guides virages optimisés

Notre objectif est d'élargir la bande passante avec si possible une transmission plate sur le sommet, plus exactement, avoir une transmission similaire à celle du guide d'onde droit référence W1.

V-2-1- Effet de la topologie

Pour contraindre le mode de cavité à adopter la configuration modale optimale qui assurera la meilleure compatibilité au mode du guide, on peut jouer sur la topologie du défaut. La forme spatiale du mode, dans le cas du virage non optimisé, est principalement due à la localisation des lobes sur la pointe du coude, à l'extérieur du virage. Améliorer le recouvrement entre le mode propagatif et le mode de cavité passe par l'alignement nécessaire des lobes du mode de cavité sur ceux du mode guidé. Pour cela, on peut tenter de ramener les lobes expulsés du virage vers l'intérieur de ce virage en ajoutant des trous sur l'extérieur de ce dernier, comme présenté dans la figure V-14(a), de telle manière que la largeur latérale effective de cette nouvelle cavité se rapproche de celle du W1.

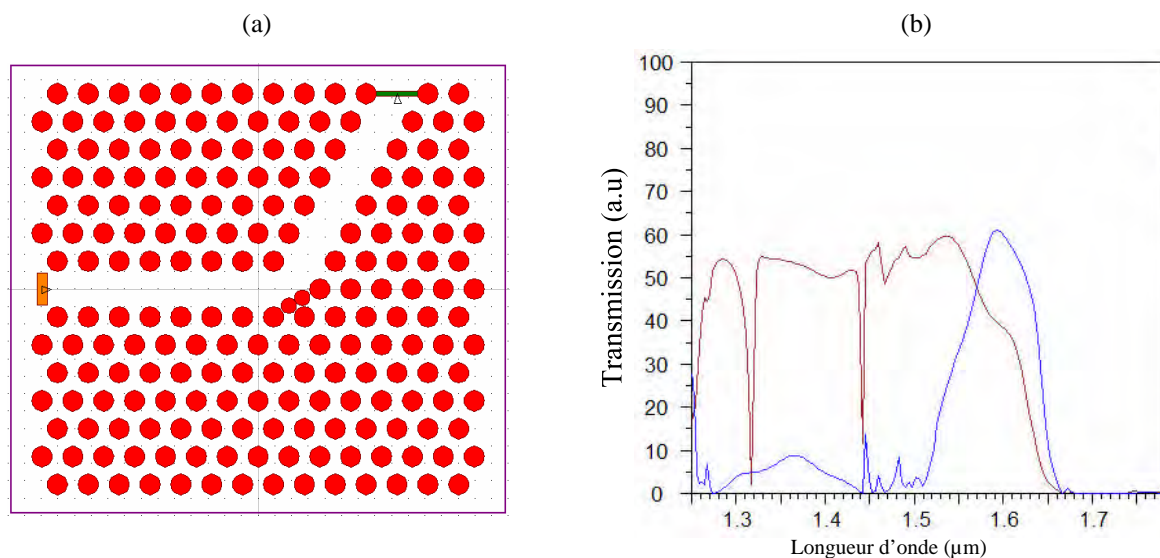


Figure V-14 : (a) Structure optimisée1 du guide virage W1 à 120° (ajonction de petits trous en périphérie externe du coude). (b) Réponses obtenues en transmission du guide virage W1 identifié à la figure V-18 (trait noir) et du virage non optimisé (trait rouge).

Les propriétés de transmission sont clairement améliorées avec cette configuration. L'accord modal semble parfait. Le mode propagatif n'est quasiment plus affecté par « l'accident » que représente le coude. La bande de transmission (trait rouge) s'est beaucoup élargie et on peut transmettre sur toute la bande associée à la BIP.

Une autre issue possible pour améliorer la transmission sur toute la gamme de fréquence associée à la BIP consiste, par conséquent, à revenir à une approche telle qu'elle se pratique conventionnellement en optique intégrée, ou autrement dit à tuer la résonance tout en se préservant des réflexions au virage.

Nous allons, avant d'envisager l'utilisation d'une telle approche, rappeler les limitations de l'approche conventionnelle (cas de guides rubans par exemple) pour la réalisation de virages. Nous pouvons distinguer différentes sources de pertes dans une telle approche :

1) Les pertes par courbure

Certains rayons guidés, lorsque le guide est droit, verront leur angle de réflexion passer en dessous de l'angle limite de réflexion totale lorsque le guide se courbe et une partie de la puissance lumineuse sera ainsi réfractée à l'extérieur du guide à chaque réflexion (Figure V-15). Dans le cas de virage à CP, ces pertes n'auront évidemment pas cours.

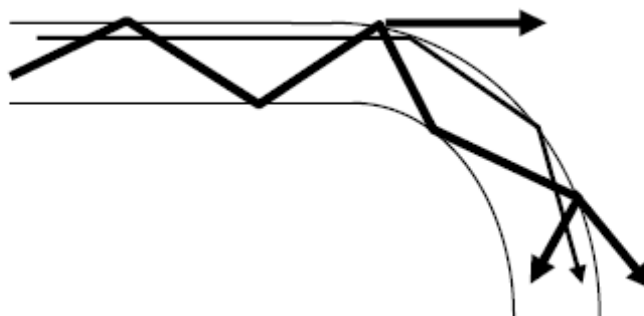


Figure V-15 : Pertes par courbure dans une approche conventionnelle.

2) Les pertes par transition

Lorsque l'on couple un mode de guide droit à un guide courbé, l'efficacité de couplage est inférieure à l'unité car le mode du guide courbé est décalé vers l'extérieur de la courbure (Figure V-16a). Deux stratégies sont souvent utilisées en optique guidée pour réduire ces pertes :

- La première consiste à décaler l'entrée du guide courbé par rapport au guide droit (Figure V-16b). Lorsque le guide droit est décalé vers l'extérieur de la courbe, il anticipe le décalage que va subir l'onde en entrant dans le guide courbé et rend ainsi le couplage optimal entre guide droit et guide courbé.

- L'autre stratégie consiste à réaliser des guides à courbure continûment variable (Figure V-16c) pour passer de manière adiabatique du guide droit à un guide courbé de courbure donnée. L'avantage de cette méthode réside dans la réduction des pertes par courbure.

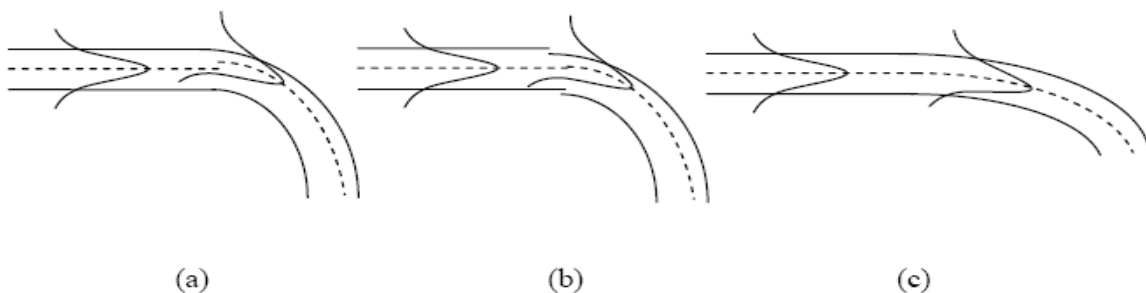


Figure V-16 : (a) Pertes par transitions dans un guide courbé conventionnel, (b) Configuration envisagée pour réduire ces pertes par décalage, (c) ou par courbure continûment variable.

Mais il apparaît clairement que ces stratégies sont difficilement transposables à une réalisation de virages dans un CP-2D, et ne constituent d'ailleurs tout simplement pas une solution satisfaisante pour des applications compactes en optique intégrée.

- La seule approche significative est celle combinant un miroir à 45° et une cavité faiblement résonnante (figure V-17). La puissance réfractée au niveau de la cavité devrait être réfléchiée et réorientée vers l'intérieur, ce qui augmente la résonance de la cavité. Cette approche a donné des performances remarquables pour le virage à 90° dans une configuration à haut contraste d'indice des guides classiques [23].

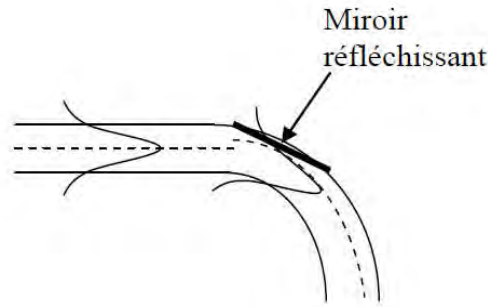


Figure V-17 : Configuration envisagée pour réduire les pertes par miroir réfléchissant.

En nous inspirant des travaux de la référence [23], on a pu adapter l'usage du miroir à notre propre configuration. Pour cela on a inséré un miroir dans le virage référence ; il est obtenu en creusant une tranchée d'air, orientée suivant les seconds voisins, au niveau de la pointe du coude du virage référence [22], ainsi on obtient la structure virage optimisée donnée par la figure V-18(a). Dans ce cas, on s'approche des configurations de virage à plus grand rayon de courbure qui pourrait bien être réalisées avec des guides d'onde classiques à réfraction à fort contraste d'indice.

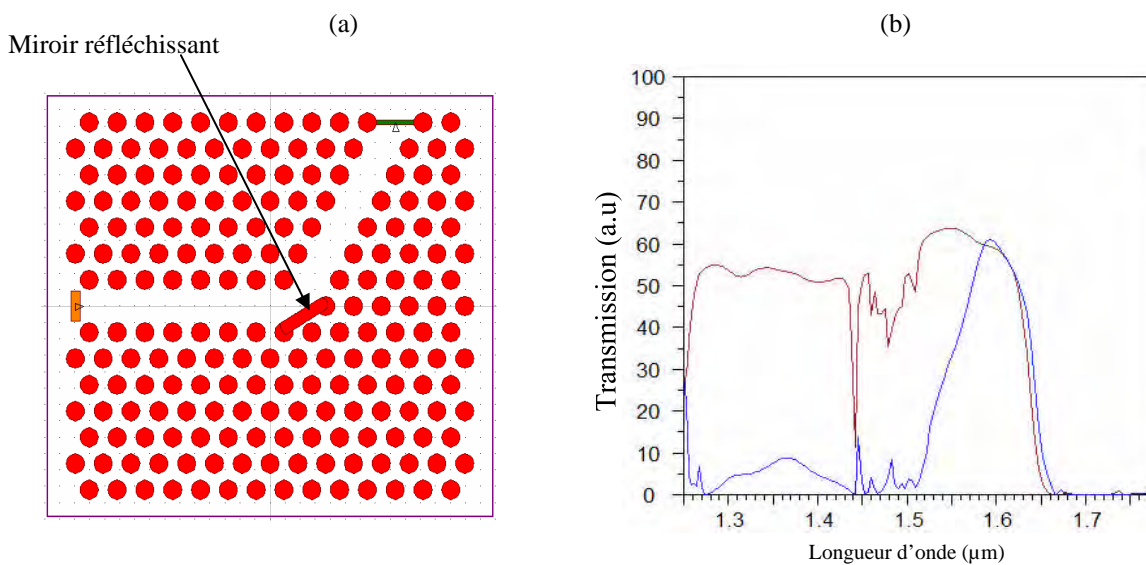


Figure V-18 : (a) Structure optimisée 2 du guide virage (Insertion de miroir au niveau de la pointe du coude du virage). (b) Réponse obtenue en transmission du guide virage optimisé.

D'après la figure V-18(b), on observe une transmission qui dépasse les 53% et qui s'étend pratiquement sur toute la gamme en longueurs d'ondes de la BIP avec un maximum

de 63%. La quantité de transmission enregistrée à la longueur d'onde de résonance $\lambda=1,59 \mu\text{m}$ est de l'ordre de 58%. Les propriétés de transmission sont clairement améliorées avec cette nouvelle configuration, la condition de réflexion totale est respectée par l'interface contrastée d'air ($n_{\text{air}}=1$) – membrane ($n_{\text{Si}}=3.42$), ce qui permet à l'onde de suivre le sens du virage.

L'allure de la distribution du champ électrique à $\lambda=1.59 \mu\text{m}$ est schématisée sur la figure V-19. Cette cartographie du champ montre clairement l'existence du phénomène de guidage de la lumière dans le guide et jusqu'au bord du guide, ce qui est nettement visible. Nous remarquons nettement qu'il n'y a aucun retour de l'onde vers l'entrée ce qui prouve l'efficacité du miroir à réorienter l'onde vers l'intérieur du guide, et qui permet d'augmenter la quantité de transmission obtenue au niveau de la sortie du virage. Comme on peut l'observer, l'onde suit la trajectoire coudée sans perte appréciable et ne pénètre que faiblement dans les parois du guide. Elle ressort, en revanche par l'autre partie du guide en présentant une divergence importante.

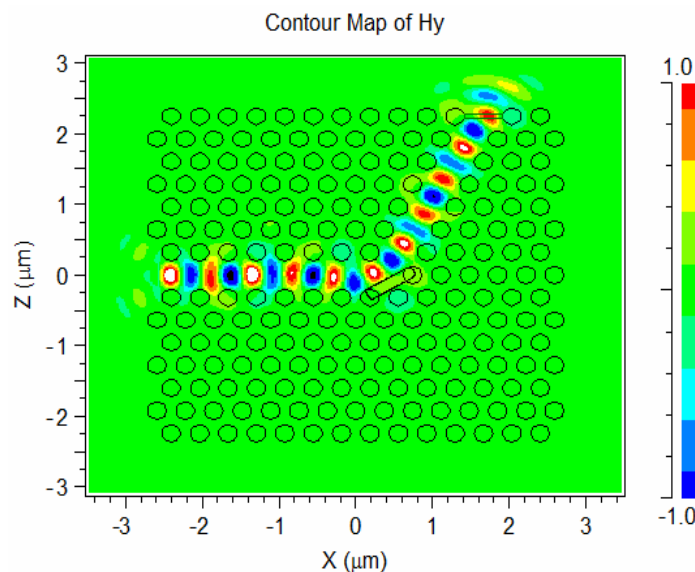


Figure V-19 : Distribution spatiale du champ à la suite d'une simulation de type FDTD et une excitation de type CW du guide de la figure V-18(a) pour $\lambda=1.59\mu\text{m}$ en mode TE.

Ces deux configurations nous assurent un guidage monomode sur pratiquement toute la gamme spectrale couverte par la BIP (Figure V-20). La figure V-20 représente les résultats numériques FDTD-2D relatifs au virage miroir constitué de deux sections droites formant un angle de 120° (Figure V-18(a)), et le virage avec deux trous à la périphérie (figure V-14(a)). On a joué sur la topologie du défaut pour contraindre le mode de cavité à adopter la configuration modale optimale qui assurera la meilleure compatibilité au mode du guide.

Les propriétés de transmission sont clairement améliorées avec ces configurations. L'accord modal semble excellent. Nous venons de montrer, avec des considérations simples, des résultats traduisant des améliorations notables de la réponse liée à un virage : la largeur de la gamme spectrale de haute transmission pour un virage à 120° a été plus que doublée, des creux de transmission apparaissent : ils proviennent du couplage parasite entre le mode fondamental et le mode antisymétrique, induit par le maillage du calcul FDTD.

Pour bien visualiser l'apport de ces deux géométries particulières sur l'amélioration de la réponse d'un virage simple, nous comparons ces deux courbes à la transmission du guide droit référence W1 (courbe noir), ces géométries contribuent sans conteste à une très nette amélioration très proche de celle du guide droit référence W1.

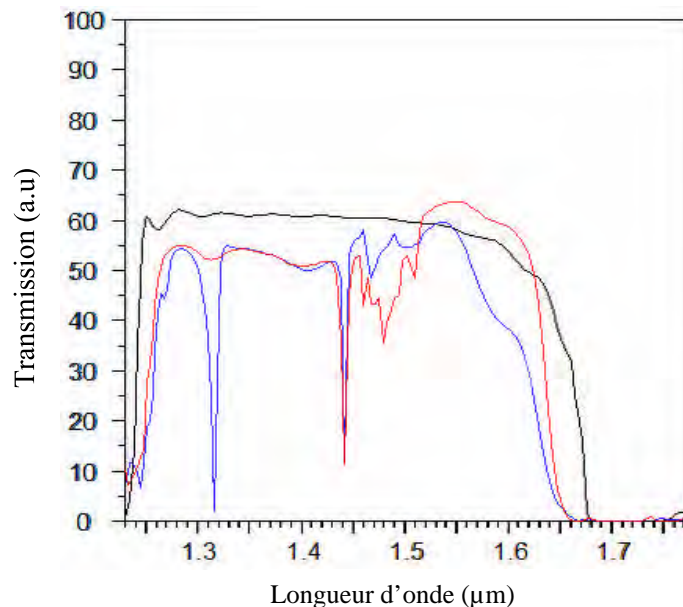


Figure V-20 : Comparaison de la transmission du guide droit référence W1 (trait noir) avec la réponse numérique FDTD du virage optimisé 1 (trait bleu) et du virage optimisé 2 (trait rouge).

VI- Les capteurs (senseurs)

Les cristaux photoniques constituent une plateforme de choix pour le contrôle ultime de la lumière dans les domaines spatiaux et temporels, notamment pour des applications en biophotonique et biodétection. En effet la micro-structuration périodique du matériau permet de piéger les photons et de créer des résonances optiques très sensibles à la présence des molécules à détecter. Plusieurs études théoriques [26] et expérimentales [27-29] ont suggéré le remplissage sélectif des trous de cristaux photoniques qui peut fournir une nouvelle base pour les circuits intégrés photoniques ultracompacts et ouvrir la voie pour créer des

composants. En particulier, les CPs sont très attractifs en tant que plate-forme de détection optofluidique parce qu'ils possèdent des vides naturels qui permettent l'infiltration de fluide.

Au cours des trois dernières décennies, les senseurs (capteurs) optiques pour les mesures d'indice de réfraction (RI) ont été un sujet de recherche très captivant, et jusqu'à aujourd'hui de nouvelles technologies sont proposées. L'application de senseurs RI inclut les mesures de paramètres comme la température, l'humidité, la composition chimique, la détection d'ADN, des protéines, des cellules et des bactéries. Le CP dispose d'un large éventail de détection, le rendant applicable dans une large gamme dynamique des mesures RI s'étendant de l'air jusqu'aux fluides très visqueux comme l'huile ou les polymères.

Dans cette partie nous proposons la conception d'un nouveau type de senseur à base de cristaux phoniques bidimensionnels. Considérons les mêmes paramètres de la structure définie précédemment, plusieurs types de capteurs sont conçus et optimisés en utilisant la méthode DFTD-2D. Dans nos simulations, on s'intéresse uniquement à la polarisation TE.

Notre étude consiste à calculer le spectre de transmission qui, en présence d'un analyte (élément à analyser), induirait un déplacement en longueur d'onde d'une valeur déterminée. Dans un premier temps et pour une analyse préalable, nous proposons un capteur RI à base de cristaux photoniques, les spectres de bandes interdites sont calculés pour quatre solutions de couverture homogènes, air ($n_c = 1$), l'eau désionisée homogène ($n_c = 1.33$), huile d'immersion ($n_c = 1,48$) et polymère ($n_c = 1,51$).

La bande interdite utile est illustrée pour les quatre spectres. Sur la figure V-21, on constate que les décalages de la longueur d'onde à la fois du bord inférieur et supérieur augmentent avec l'augmentation de l'indice de couverture du milieu RI, le plus grand décalage est calculé pour le bord inférieur de la bande et par les auteurs de la référence [30]. Ce type de senseurs est très utile pour la détection réfractométrique et biochimique à base de cristaux photoniques [31].

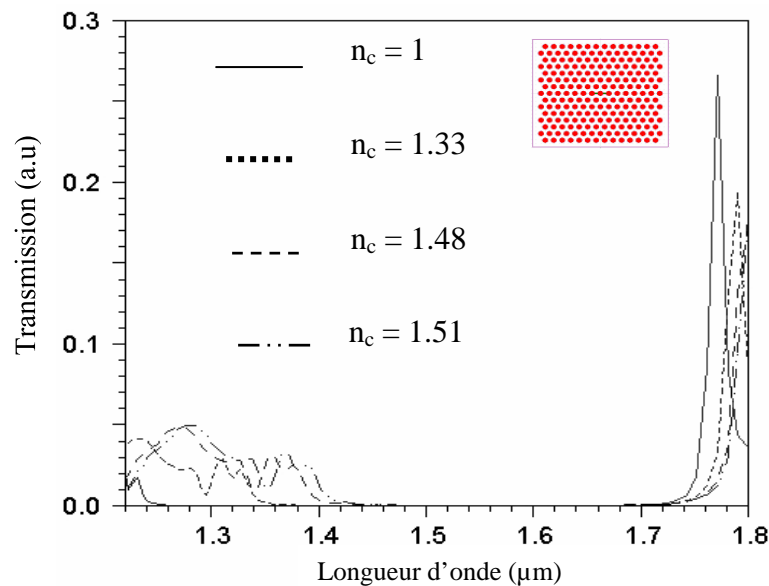


Figure V-21 : Spectres de transmission d'un cristal photonique à réseau triangulaire de trous d'air pour un facteur de remplissage de 30%, calculés pour quatre solutions différentes: $n_c = 1$ (trait plein), $n_c = 1,33$ (courte ligne pointillée), $n_c = 1,48$ (ligne pointillée) et $n_c = 1,51$ (ligne en trait-point-point).

Les guides d'ondes à cristaux photoniques représentent une classe de dispositifs qui a été étudiée pour les mesures RI [24,25]. Ils sont conçus pour obtenir une très grande sensibilité résultante de la variation de l'indice de réfraction RI des trous de la structure. Ces structures se trouvent être très sensibles aux variations de l'indice de réfraction du liquide, qui est utilisé pour agir sur la dispersion de guides d'ondes à cristaux photoniques (PCWs).

VI-1- Senseurs à PCWs (photonic crystal waveguide)

Dans cette partie, nos calculs concernent seulement le bord supérieur de la bande passante. Considérons un guide d'onde à cristaux photoniques W1 : Le cristal photonique est composé d'un réseau triangulaire de trous d'air de rayon $r = 0,12 \mu\text{m}$ et de périodicité $a = 0,37 \mu\text{m}$. Ceci correspond à un facteur de remplissage en air de 30 %. Un défaut linéique de type W1 (une rangée de trous manquante) est défini selon la direction ΓK . La structure fait 15 rangées de long et 7 rangées de large de part et d'autre du défaut (Figure V-22(a)). Lorsque les trous d'air du CP sont remplis d'eau désionisée homogène ($n_c = 1.33$), le bord supérieur de la bande passante de ce capteur se déplacera en conséquence avec la variation de RI (figure V-22(d)). Si nous définissons la sensibilité comme $S = \Delta\lambda / \Delta n_c$, un shift de 30nm est calculé correspondant à une sensibilité de 90.90 RIU (réfractive index unit).

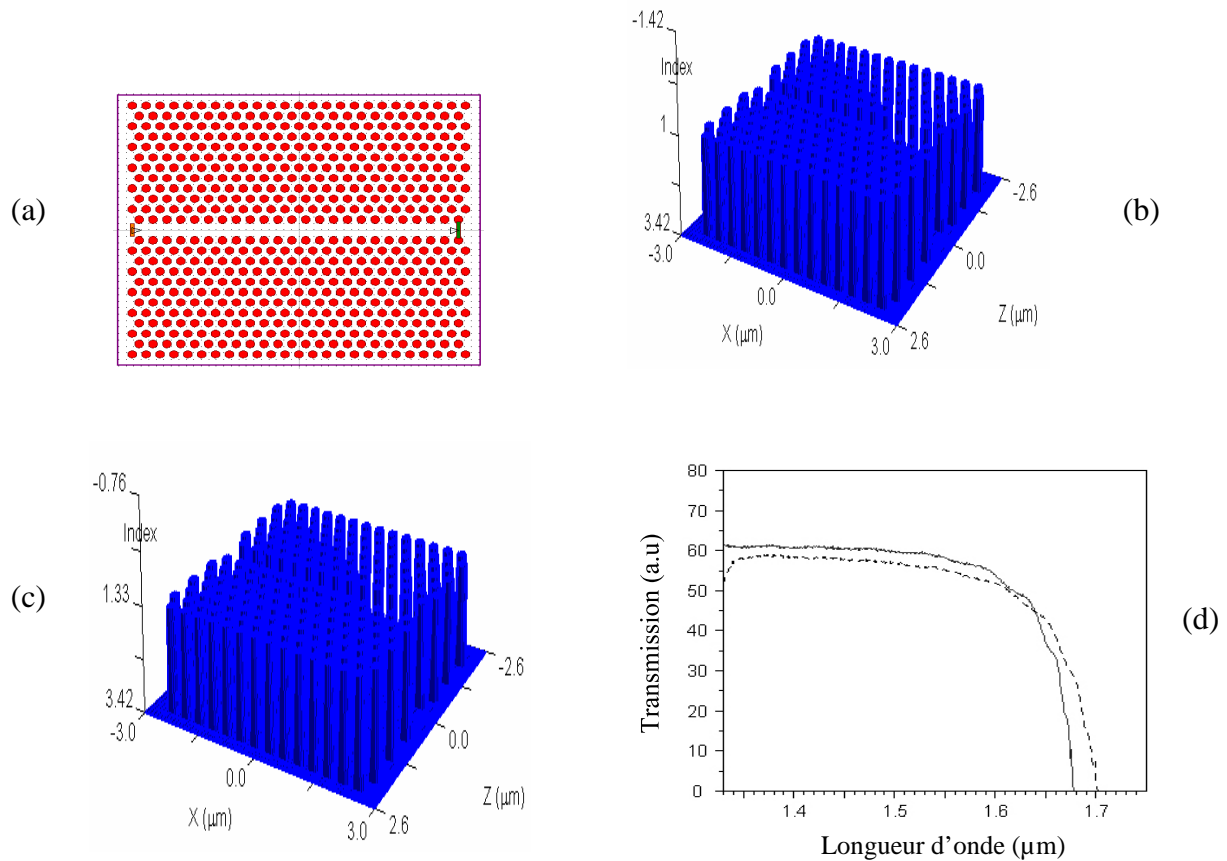


Figure V-22 : (a) *senseur référence WI (Une rangée de trous omise) réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur une membrane de Si suivant la direction FK, $f_{air}=30\%$* , (b) *Le profil d'indice de réfraction de trous d'air ($n_c = 1$)*, (c) *Le profil d'indice de réfraction de trous infiltrés d'eau désionisée ($n_c = 1,33$)*, (d) *Spectres de transmission pour le senseur référence à CPs : pour l'air ($n_c = 1$) (trait plein) et pour les trous d'air infiltrés d'eau désionisée homogène (ligne en pointillés) ($n_c = 1,33$). Le décalage du bord supérieur de la bande passante est de 30 nm.*

La variation locale de l'indice de réfraction influe sur l'indice de réfraction effectif de la structure et le contraste d'indice entre les trous et les régions. Le dispositif peut ainsi être utilisé comme un capteur en contrôlant le décalage des bords de la bande passante résultant de la fixation de la cible sur la surface du capteur.

Les capteurs à guides d'ondes sont les plus sensibles à proximité des surfaces de silicium du guide où le champ électromagnétique régnant est le plus intense (excellent confinement). Cela signifie que la région proche de la ligne du défaut est plus sensible dans le plan du cristal photonique, que dans les régions périphériques. Dans cette section, seuls les trous d'air localisés de chaque côté de la ligne du défaut sont infiltrés (Figure V-23(a)). Comme le montre la figure V-23(b), un décalage de 20 nm a été observé qui correspond à une

sensibilité de 60 nm / RIU [32]. Ce résultat peut être amélioré en optimisant la taille du rayon des trous infiltrés dans la zone sensible.

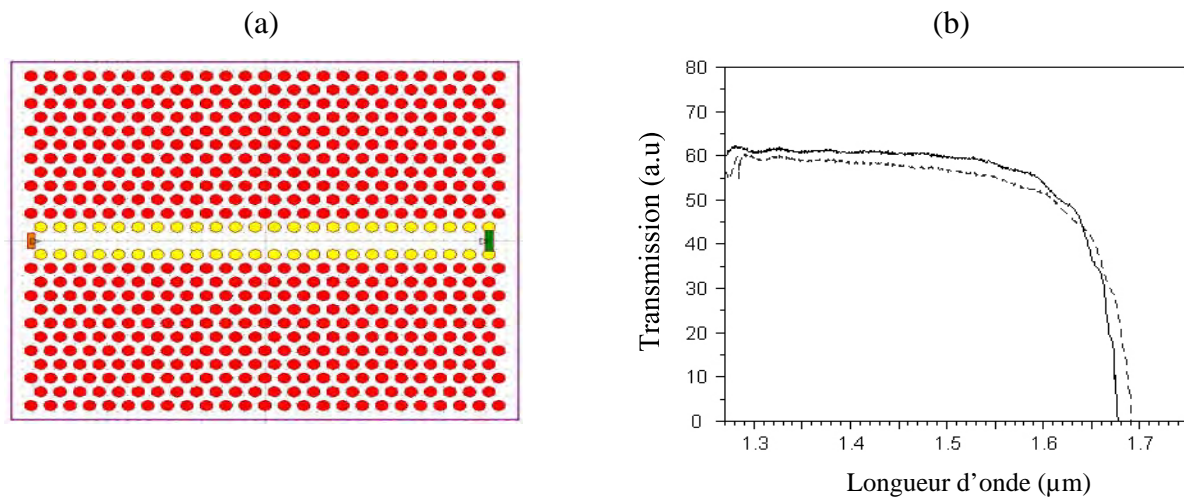


Figure V-23 : (a) senseur modifié : dans ce cas, seules les deux lignes de trous qui bordent le guide sont infiltrées (b) Spectres de transmission pour: guide référence pour l'air ($n_c = 1$) (trait plein) et pour le senseur modifié (ligne en pointillés). Comme précédemment, le décalage du bord supérieur de la bande passante est de 20 nm en présence d'un matériau à indice de réfraction élevé correspondant à une sensibilité de 60 nm/RIU.

VI-1-1- Influence de la taille des trous

En raison de la dépendance du mode guidé de la taille des trous du guide à cristaux photoniques [33], la taille des trous d'air, localisés au niveau de chaque côté de la ligne du défaut, doit être sélectionnée soigneusement afin d'assurer une sensibilité et une transmission élevée sur une large bande. Par conséquent, avec une fréquence de fonctionnement appropriée, la structure peut fonctionner en tant que capteur RI ultracompact.

Pour améliorer la sensibilité, un nouveau design de senseur est proposé (Figure V-24) où le rayon des trous localisés de chaque côté du guide est optimisé puis infiltré par l'eau homogène désionisée. Ce rayon des trous infiltrés peut être sélectionné comme $r_c = x.r$ (x allant de 1 à 1,5 avec un intervalle de 0,1). Ainsi, la méthode FDTD peut être utilisée pour calculer l'efficacité de la transmission et la position de la longueur d'onde du bord supérieur de la bande passante avec r_c variant de r à $1.5r$. Pour des valeurs différentes de r_c , le shift va agir aussi bien sur la transmission que sur la plage de mesure du senseur (figure V-25). Comme représenté sur la figure V-25(a), le shift augmente éventuellement (la sensibilité devient plus élevée) et la transmission augmente (figure V-25(b)). C'est uniquement pour $r_c = 1,5 r$ que le rendement de la transmission et le décalage de la position de la longueur d'onde du bord supérieur de la bande passante sont relativement élevés. Ainsi, nous choisissons $r_c =$

1.5r comme paramètre optimal. Le taux de transmission (figure V-25(b)) et la quantité de superficie disponible pour la détection dans les régions centrales du «champ élevé» augmentent nettement pour cette structure, ce qui entraîne l'augmentation de sa sensibilité d'une manière significative. Les capteurs à PCWs sont les plus sensibles au voisinage de la surface du guide, où le champ électromagnétique est le plus intense. Cela signifie que la région proche de la ligne du défaut est plus sensible que les régions périphériques.

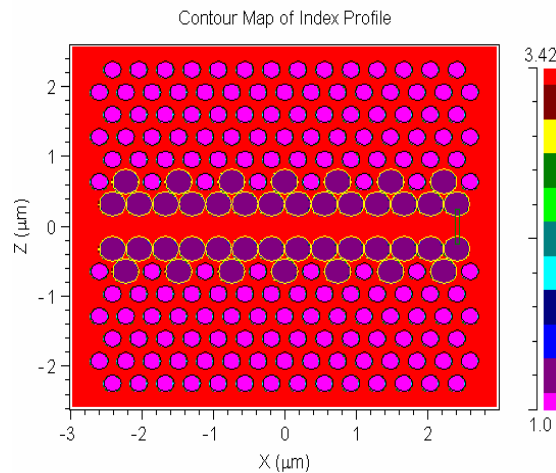


Figure V-24 : *senseur à PCW amélioré. Les trous les plus larges au niveau de chaque côté du défaut sont optimisés pour réaliser une sensibilité élevée; ce sont eux qui vont être infiltrés.*

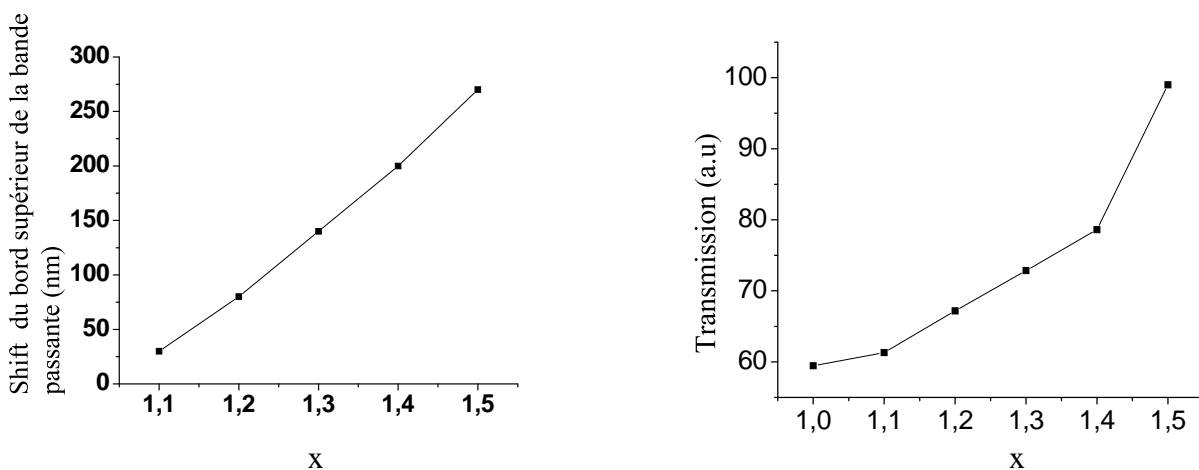


Figure V-25 : *le rapport entre : (a) le shift et le rayon des trous infiltrés, (b) la transmission et le rayon des trous infiltrés.*

Une conception du senseur de guide d'ondes à cristal photonique optimisée est décrite (figure V-24) où le rayon des trous infiltré précédemment sera de 1.5r et infiltré avec de l'eau désionisée homogène. La transmission de cette structure augmente de façon significative avec

la quantité de surface disponible pour la détection dans les régions centrales des champs élevés, augmentant ainsi considérablement sa sensibilité. Un shift de 270 nm a été observé correspondant à une sensibilité de 818 nm / RIU [34], et l'efficacité de la transmission peut atteindre 99% (Figure V-26).

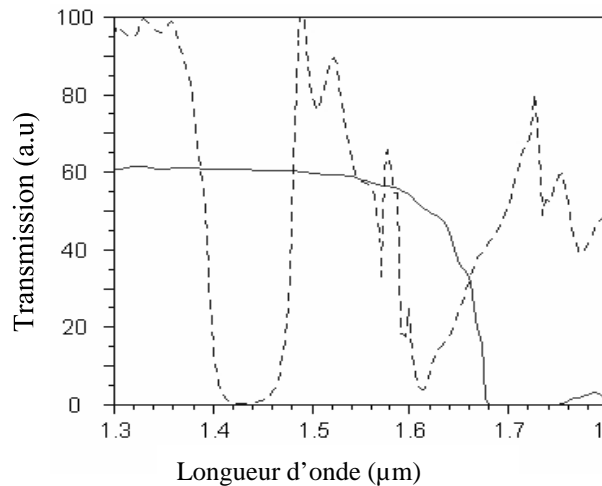


Figure V-26: Les spectres de transmission du guide d'ondes à cristal photonique amélioré comme on le voit sur la Figure V-24. La position de la longueur d'onde du bord supérieur de la bande passante : le senseur référence pour l'air ($n_c = 1$) (trait plein) et pour le senseur modifié ($n_c = 1.33$) (ligne en pointillés). Comme auparavant, la longueur d'onde du bord supérieur de la bande passante se déplace de 270 nm en présence d'un matériau de haut indice de réfraction correspondant à une sensibilité de 818 nm / RIU.

VI-1-2- Influence de la forme des trous

La structure RPC (ring photonic crystal) [35] est constituée de trous en forme d'anneau dans une structure triangulaire avec une période $a = 405$ nm et un facteur de remplissage $f_{\text{air}}=30\%$ (similaire à celui de la structure du guide W1 à trous d'air circulaires décrite dans la section VI-1), l'anneau est défini par ses rayons intérieur et extérieur r_{in} et r_{out} ($r_{\text{in}} = 0.255a$ et $r_{\text{out}} = 0.1565a$). Pour cette partie, l'analyse effectuée a été concentrée sur la polarisation TE dont la structure présente une grande bande interdite (BIP) entre 1440 nm et 1780 nm, la structure montre aussi une BIP plus étroite pour la polarisation TM. Le RPCW (ring photonic crystal waveguide) est obtenu en supprimant une ligne de trous suivant la direction ΓK . Quand les trous en forme d'anneaux sont remplis d'eau homogène désionisée (Figure V-27), la position de la longueur d'onde du bord supérieure de la bande passante se déplacera en conséquence de la variation de RI (Figure V-28). L'encadré en effigie de la figure V-27 montre la supercellule utilisée dans le calcul.

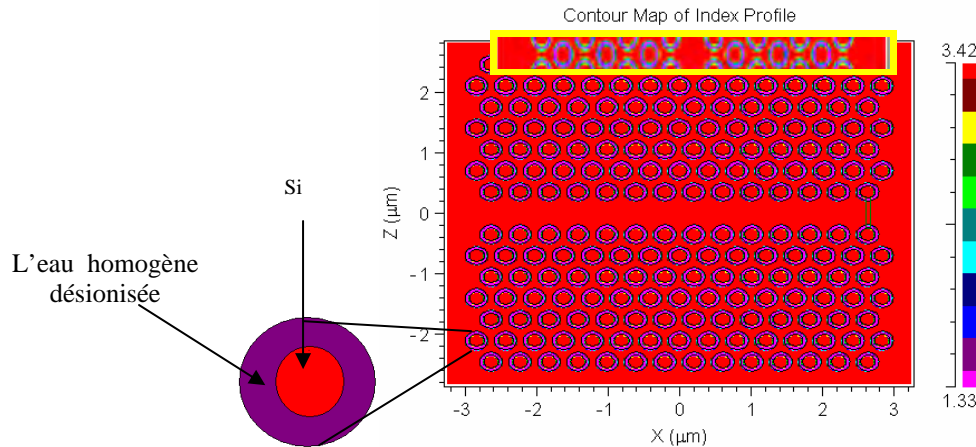


Figure V-27 : la structure d'un senseur RPCW référence (une rangée de trous en forme d'anneau omise suivant la direction ΓK) faite dans un réseau triangulaire de trous en forme d'anneau dans une membrane de Si ($n_{Si} = 3,42$), $a = 405nm$, $r_{in} = 0.255a$ et $r_{out} = 0.1565a$, $f_{air}=30\%$. Tous les trous en forme d'anneau sont infiltrés avec de l'eau désionisée. L'encadré du graphe montre la supercellule utilisé dans le calcul.

La figure V-28 illustre les spectres de transmission calculés en mode TE en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Les spectres sont calculés pour les deux solutions de couverture homogènes, de l'air ($n_c = 1$) et de l'eau désionisée homogène ($n_c = 1,33$). Les courbes montrent un déplacement de la position de la longueur d'onde du bord supérieur de la bande de 41,6 nm quand l'indice de réfraction varie de $n_c = 1$ à $n_c = 1,33$. Notant que le shift calculé pour un PCW à trous circulaires ayant le même facteur de remplissage d'air ($f_{air} = 30\%$) était seulement de 30nm (Figure V-22(d)).

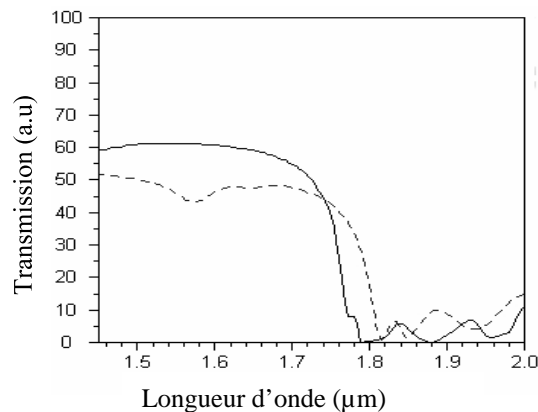


Figure V-28 : Spectres de transmission pour la polarisation TE d'un senseur RPCW référence pour l'air ($n_c = 1$) (trait plein) et pour l'eau homogène désionisée (ligne en pointillées) ($n_c = 1,33$). La position de la longueur d'onde du bord supérieur de la bande se déplace de 41,9 nm en présence d'un matériau à indice de réfraction élevé.

Dans ce qui suit, nous faisons une comparaison entre la sensibilité du bord supérieur de la bande d'un capteur RPCW et du capteur PCW à trous circulaires avec le même facteur de remplissage ($f_{\text{air}} = 30\%$). La figure V-29 montre le déplacement du bord supérieur de la bande des deux guides d'ondes en fonction de différents indices. Cette variation est presque linéaire, la sensibilité pour le capteur RPCW est de 126 nm / RIU et elle est de 90 nm / RIU pour le capteur PCW, pour le même facteur de remplissage, on remarque que le RPCW est plus sensible que le PCW.

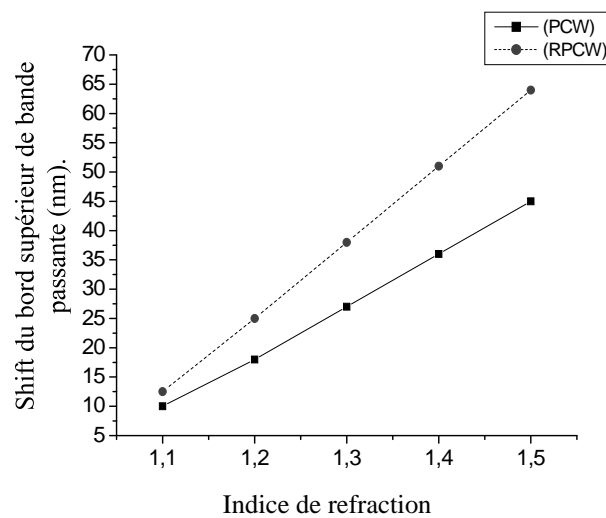


Figure V-29 : le shift du bord supérieur de la bande passante calculé en fonction de différents indices pour les deux senseurs PCW et RPCW. Pour le RPCW: $a = 405 \text{ nm}$, $r_{in} = 0.255a$ et $r_{out} = 0.1565a$. Pour le PCW: $a = 370 \text{ nm}$ et $r = 0.324a$. Pour les deux senseurs, $f_{\text{air}} = 30\%$.

Dans cette partie, seules les deux lignes de trous bordant le guide sont modifiées en anneau comme on le voit sur la figure V-30(a). Pour cette configuration, le shift de la position de la longueur d'onde du bord supérieure de la bande est de 100 nm correspondant à une sensibilité de 303nm/RIU (Figure V-30(b)) [36]. Sur la figure V-31 un shift de 30nm est calculé pour un PCW à trous circulaires modifié (seulement les deux lignes de trous bordant le guide sont infiltrées) (encadré de la figure V-31), ce résultat peut être amélioré tout en optimisant le rayon et la forme des trous infiltrés.

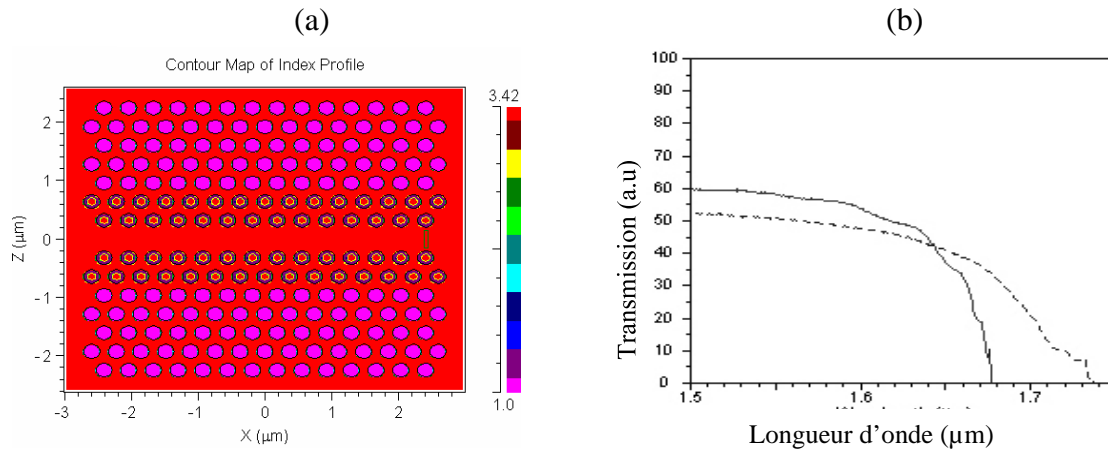


Figure V-30 : (a) *senseur modifié. Dans ce cas, seules les deux lignes de trous proches du guide sont modifiées en anneau et infiltré avec de l'eau désionisée,* (b) *Position de la longueur d'onde du bord supérieur de la bande du PCW conventionnel (solide) et du capteur modifié (en pointillés). Un shift de 100nm a été observé correspondant à une haute sensibilité (303nm/RIU).*

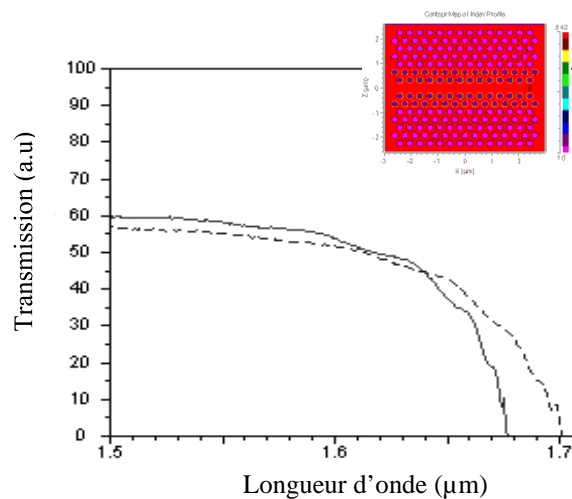


Figure V-31 : *La position de la longueur d'onde du bord supérieur de bande du senseur PCW référence (solide) et du PCW modifié, lorsque les deux lignes de trous proches du guide sont infiltrées (en pointillés). Le shift est de 30 nm. L'encadré du graphe montre le PCW modifié.*

En raison de la dépendance du mode guidé de la taille et la forme du trou du WPC, ces deux paramètres liés aux trous d'air proches du guide doivent être sélectionnés avec soin pour réaliser la plus haute sensibilité, une large plage de mesure et une transmission élevée. Ce concept a été mis en évidence par plusieurs études antérieures en réalisant des guides d'ondes ayant des bandes passantes à faibles pertes avec une vitesse de groupe semi-bas [37], en concevant des "bandes plates" pour la propagation de la lumière lente [38] ou bien, pour

l'étude de la dispersion des impulsions ultra-rapides dans un guide d'ondes à cristaux photoniques en fonction de la fréquence optique [39].

Pour améliorer la sensibilité, une conception de senseur optimisé est décrite (Figure-32(a)) où r_{in} et r_{out} des trous en anneau localisés de chaque côté du guide sont maximisés et infiltrés d'eau désionisée homogène. La transmission augmente considérablement avec la quantité de surface disponible pour la détection dans les régions centrales, ce qui accroît considérablement la sensibilité. Le shift est de 210 nm correspondant à une sensibilité de plus de 636nm/RIU (Figure V-32(b)) [40].

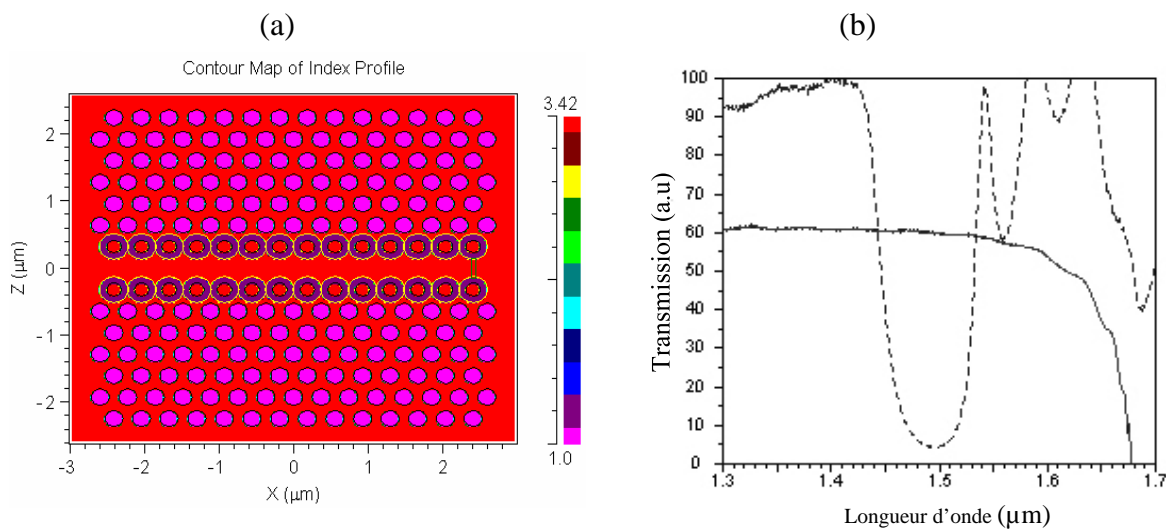


Figure V-32 : (a) senseur amélioré. Les anneaux de chaque côté du guide sont optimisés pour réaliser une sensibilité élevée; seules les anneaux vont être infiltrés. (b) la transmission du senseur PCW référence (solide) et du senseur amélioré (en pointillés). Un large shift (210 nm) a été observé correspondant à une sensibilité très élevée (plus de 636 nm / RIU).

VI-1-3- Influence du réseau

La structure carrée est définie par des paramètres d'entrées et des dimensions géométriques plus importants que celle de la structure à maille triangulaire ($f=40\%$). Elle est représentée sur la figure V-32(a). Sur la figure V-32(b), on présente la réponse spectrale en transmission de la structure à maille carrée obtenue sous FDTD-2D. À partir de la figure V-32(b), on note que la transmission relevée au niveau de la sortie de la structure du PCW référence (ligne solide) est autour de 70% sur la gamme en longueur d'onde liée à la BIP. Il a été montré que la variation des paramètres de la structure, tels que le rayon des trous et de l'indice de réfraction affectait la transmission et la position de la bande passante de l'onde dans le cristal photonique : La quantité de transmission maximale est de l'ordre de 100% à la longueur d'onde et le déplacement du bord supérieur de la bande est de 160nm (ligne en

pointillés. Par comparaison avec un réseau triangulaire de même design (figure V-24), on a constaté que le shift calculé était de 270nm (figure V-26). Il est évident que le réseau triangulaire admet les meilleures performances en tant que guides et capteurs.

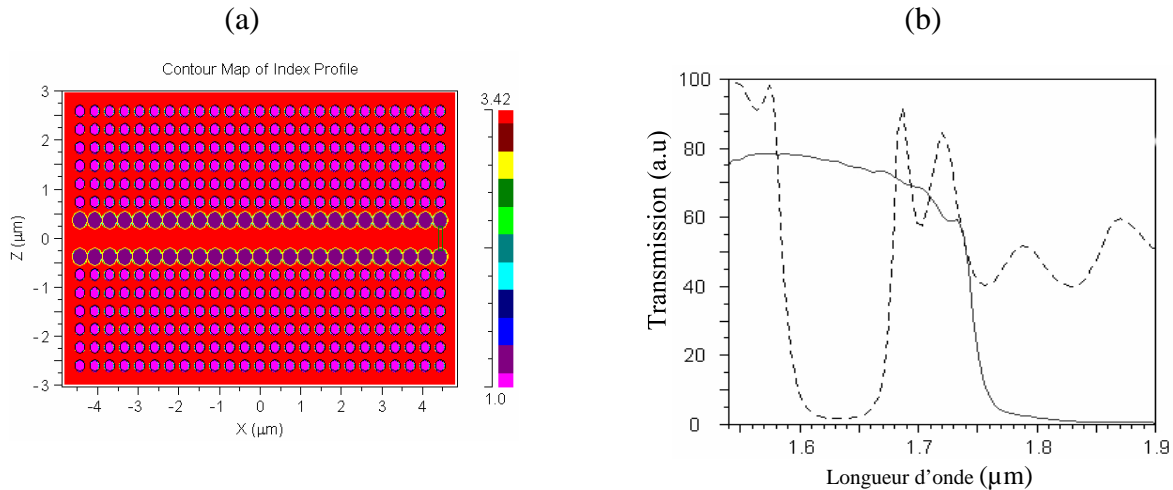


Figure V-32 : (a) *senseur à réseau carré amélioré. Les trous de chaque côté du guide sont optimisés et infiltrés pour réaliser une sensibilité élevée.* (b) *le shift du PCW référence à réseau carré (solide) et du senseur amélioré (en pointillés). Un large shift (160nm) a été observée correspondant à une sensibilité élevée (plus de 484 nm / RIU).*

VI-1-4- shift du bord inférieur : comparaison

D'après notre analyse, à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporelle (FDTD), on a remarqué que le spectre de transmission de la bande passante du PCW référence présente un décalage significatif du bord inférieur, en raison d'une très faible variation de l'indice de réfraction des trous infiltrés localisés au niveau de chaque côté du défaut de ligne.

La figure V-33 illustre les spectres de transmission calculés en mode TE. Ils sont calculés pour les deux solutions de couverture homogènes, pour l'air ($n_c = 1$) et pour l'eau désionisée homogène ($n_c = 1,33$). Les courbes montrent la variation de la position de la longueur d'onde des deux bords de bande : l'évolution de $\Delta\lambda$ en fonction de la variation de l'indice de réfraction (Δn_c) RI de la couverture. Pour les spectres calculés, on voit que la longueur d'onde du bord supérieur de la bande se déplace de 30 nm et celle du bord inférieur se déplace de 86nm avec le passage de l'indice de réfraction de $n_c = 1$ à $n_c = 1,33$. L'effigie sur la figure V-33 indique la supercellule utilisé dans le calcul.

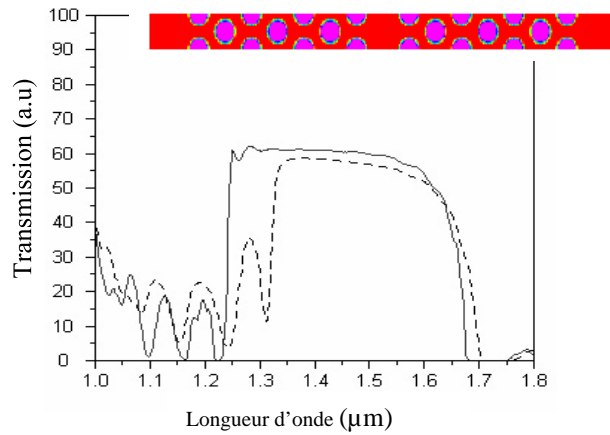


Figure V-33 : spectres de transmission pour la polarisation TE du senseur PCW référence identifié à la figure V-22(a). Pour l'air ($n_c = 1$) (en trait plein) et pour l'eau désionisée homogène (ligne en pointillés) ($n_c = 1,33$), simulés par la FDTD-2D. La position de la longueur d'onde du bord supérieur de la bande se déplace de 30 nm et celui du bord inférieur ce déplace de 86nm, en présence d'un matériau à indice de réfraction élevé. L'effigiesur le graphe montre la supercellule utilisée dans le calcul.

Dans ce qui suit, nous faisons une comparaison entre la sensibilité des deux bords supérieur et inférieur de la bande passante du senseur référence. Sur la figure V-34 on observe la position de la longueur d'onde des deux extrémités de la bande passante en fonction de différents indices. Cette variation s'avère être une fonction linéaire des variations de RI, la sensibilité est d'environ 260 nm / RIU pour le bord inférieur et de 90 nm / RIU pour le bord supérieur. Le bord inférieur de la bande passante semble être légèrement plus sensible que le bord supérieur (voir le paragraphe IV-2-1).

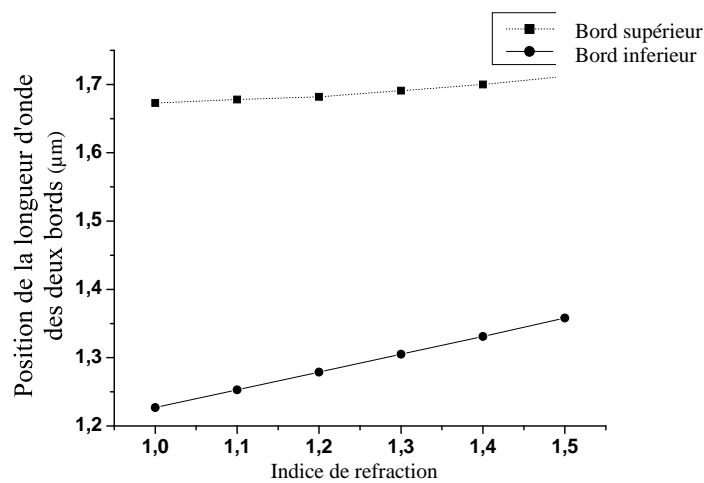


Figure V-34: Calcul de la position de la longueur d'onde des deux bords supérieur et inférieur de la bande passante en fonction de différents indices pour le senseur PCW référence.

Pour cette étude, seuls les trous d'air, localisés de chaque côté de la ligne manquante, sont infiltrés (en effigie sur la figure V-35). Un déplacement de 20 nm a été observé pour le bord supérieur et un shift de 23 nm correspondant au bord inférieur. Pour comparer les sensibilités relatives aux deux bords supérieur et inférieur, la figure V-36 montre la position en longueur d'onde des deux extrémités de la bande en fonction des différents indices. Cette variation est presque linéaire, la sensibilité est d'environ 70 nm / RIU pour le bord inférieur et de 60nm/RIU pour le bord supérieur. Ce résultat peut être amélioré par optimisation du rayon des trous infiltrés.

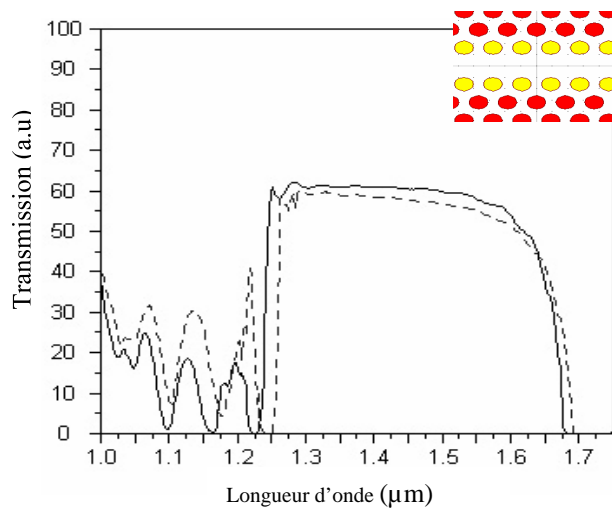


Figure V-35: Les spectres de transmission du capteur modifié comme on le voit dans l'encadré sur le graphe : seulement les deux lignes de trous au voisinage de la ligne du défaut sont infiltrées. La position de la longueur d'onde du bord supérieur se déplace de 20 nm et celle du bord inférieur se décale de 23nm.

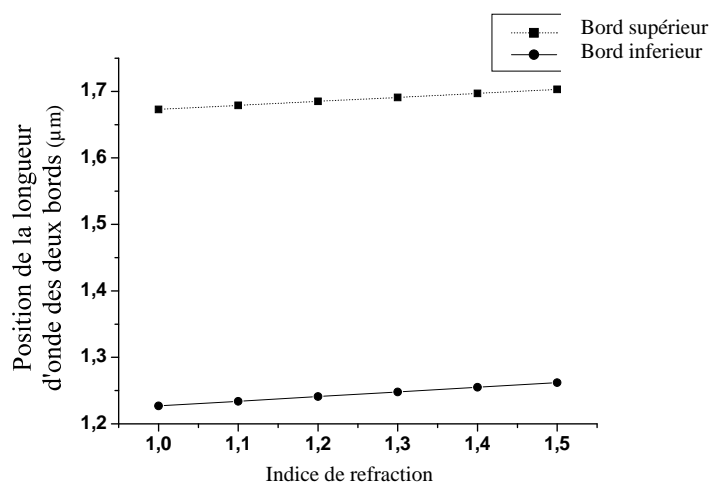


Figure V-36: Calcul de la position de la longueur d'onde des deux bords supérieur et inférieur de la bande passante en fonction de différents indices pour le senseur modifié comme indiqué en effigie de la figure V-35.

Comme il a été montré dans la section VI-1-1, le mode guidé dépend fortement de la taille des trous d'air constituant la structure. Un shift de 270nm a été calculé correspondant au bord supérieur de la bande passante. En effet, il a été d'importance d'étudier l'effet de la taille des trous sur le bord inférieur.

Pour améliorer la sensibilité et la transmission, deux conceptions optimisées de capteurs sont décrites (figures V-37(a) et V-37(b)), où le rayon des trous localisés de chaque côté de la ligne du défaut sont optimisés et infiltrés avec de l'eau désionisée homogène. La transmission et la surface disponible pour la détection dans les régions centrales où le champ est intense augmentent considérablement dans ces structures, améliorant ainsi la sensibilité.

Modèle 1 [32] : le rayon des trous les plus larges est fixé à $1.538r$ (Figure V-37(a)); le bord supérieur de la bande se déplace de 245 nm en présence d'un matériau de haut indice de réfraction correspondant à une sensibilité de 742nm/RIU. La position de la longueur d'onde du bord inférieur de la bande se déplace de 264 nm correspondant à une sensibilité de 800nm/RIU (Figure V-37(a)).

Modèle 2 : le rayon des trous les plus larges est fixé à $1,5r$ (Figure V-37(b)), le bord supérieur de la bande se déplace de 270 nm correspondant à une sensibilité de 818nm/RIU [34]. Le bord inférieur se décale de 273 nm correspondant à une sensibilité de 827nm/RIU (Figure V-37(b)).

On constate sur les figures V-37(a) et V-37(b) que la transmission du bord inférieur de la bande n'atteint pas les 100%. Afin d'augmenter la transmission et la quantité de surface disponible pour la détection, le rayon des trous infiltrés sera optimisé tel que $r_c = x.r$ (x allant de 1.5 à 1.7 par pas de 0,05). Pour différentes valeurs de r_c , le shift varie ainsi que la transmission et la plage de mesure du capteur.

Sur la figure V-38(a) on peut noter que le shift du bord inférieur augmente (la sensibilité devient plus élevée) et la transmission s'accroît (figure V-38(b)). C'est seulement pour $r_c = 1.65r$ pour le modèle 2 respectivement ($r_c = 1.67r$ pour le modèle 1), que l'efficacité de transmission et le shift du bord inférieur de la bande sont relativement élevés. Ainsi, le résultat optimal porte sur $r_c = 1.65r$ pour le modèle 2 et $r_c = 1.67r$ pour le modèle 1. L'efficacité de transmission peut atteindre 99% et un shift de 306nm a été calculé correspondant à une sensibilité de 927 nm / RIU pour le modèle 2 (un décalage de 287 nm a été observée correspondant à une sensibilité de 869 nm / RIU pour le modèle 1). Cette amélioration est susceptible d'intérêt pour les applications des biocapteurs où, par exemple, les réactions biochimiques sont contrôlées en mesurant les faibles changements d'indice de réfraction dans des milieux réactionnels.

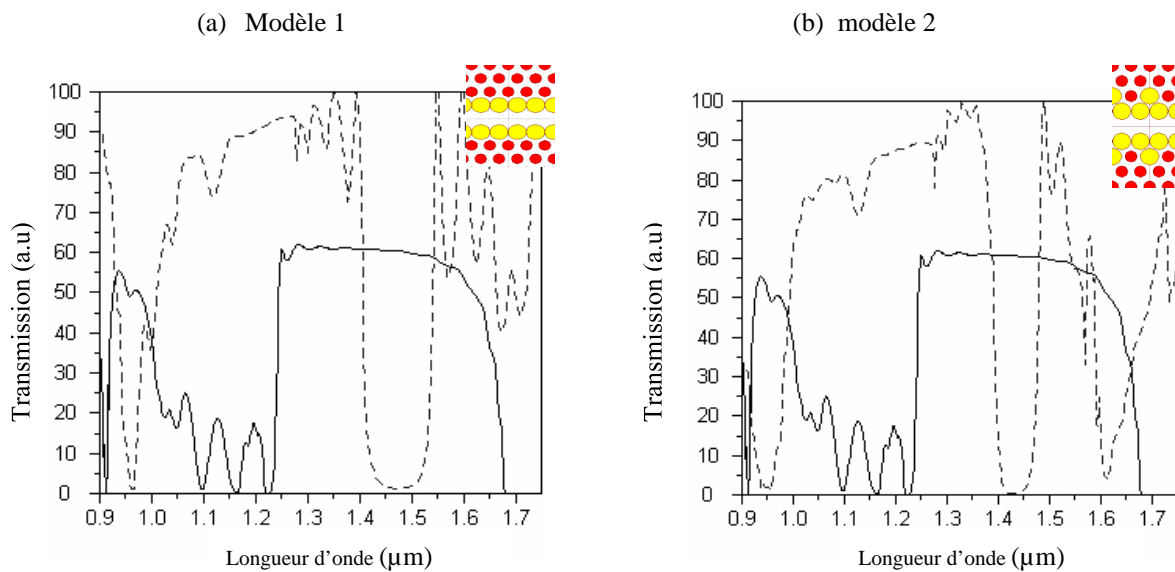


Figure V-37: Les spectres de transmission : (a) du premier capteur amélioré (modèle 1), (b) du deuxième capteur (modèle 2). Comme on les voit dans la partie insérée du graphe, les plus larges trous sont ceux qui vont être infiltrés.

(a) pour le modèle 1 : la position de la longueur d'onde du bord supérieur de la bande se déplace de 245 nm correspondant à une sensibilité de 742nm/RIU. La position de la longueur d'onde du bord inférieur de la bande se déplace de 264 nm correspondant à une sensibilité de 800nm/RIU. (b) Pour le modèle 2 : la position de la longueur d'onde du bord supérieur de la bande se déplace de 270 nm correspondant à une sensibilité de 818nm/RIU. La position de la longueur d'onde du bord inférieur de la bande se déplace de 273 nm correspondant à une sensibilité de 827nm/RIU.

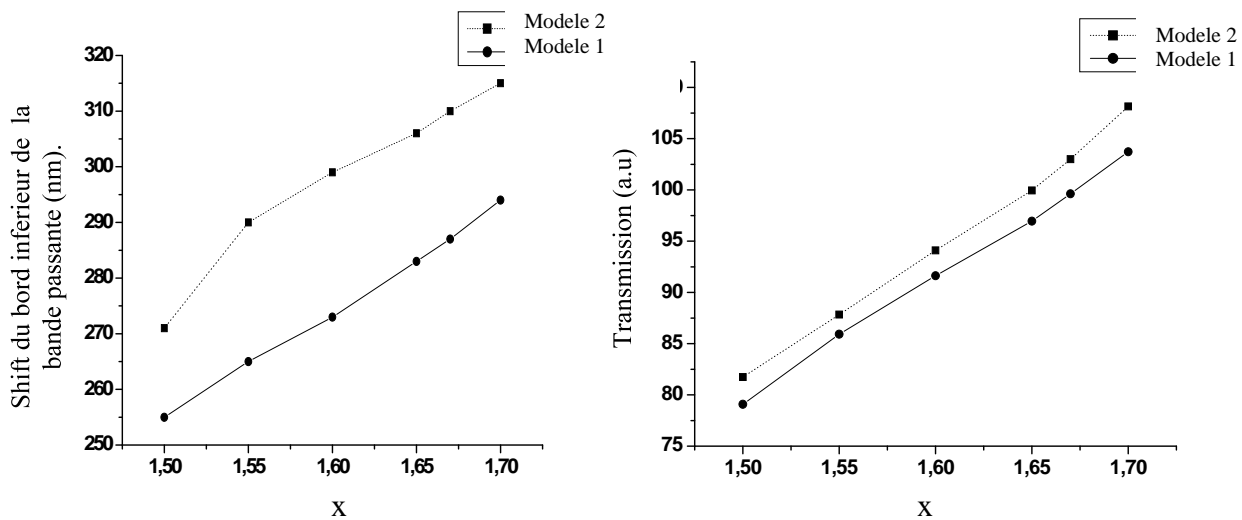


Figure V-38 : La relation entre le rayon des trous infiltrés pour (a) le déplacement du bord inférieur de la bande pour les deux modèles, (b) la transmission du bord inférieur de la bande pour les deux modèles.

La sensibilité peut être améliorée par l'optimisation de la configuration du capteur telle que la stabilisation de la température, la stabilisation de couplage et l'optimisation de la topologie de la géométrie du dispositif (la forme et la taille des trous, la largeur du guide et l'épaisseur de la couche) [42]. Le but reste la détection de concentration très faible de fluide. Le décalage de la bande passante (les bords de fréquences inférieur et supérieur) évolue légèrement avec l'infiltration (la sensibilité est d'environ 70nm / RIU pour le bord inférieur et de 60nm/RIU pour le bord supérieur), par conséquent, l'infiltration des trous à elle seule ne possède pas un effet important sur les deux bords de bande (Figure V-35).

Sur les figures V-37(a) et V-37(b), on peut observer que les valeurs des deux bords sont fortement affectées lorsque la taille des trous bordant le guide d'ondes est optimisée, néanmoins les bords inférieure et supérieure restent proches. La sensibilité du bord supérieur est d'environ 742nm/RIU pour le modèle 1 (818nm/RIU pour le modèle 2), pour le bord inférieur, il s'agit de 800nm/RIU pour le modèle 1 (827nm/RIU pour le modèle 2). Si nous augmentons la transmission du bord inférieur de la bande qui est inférieure à 100 %, la sensibilité augmente en conséquence. Le bord inférieur est fortement dépendant de l'indice de réfraction du liquide pour les différents rayons de trous d'air localisées au niveau de chaque côté du défaut de la ligne formant le guide. L'optimisation du rayon pour obtenir des shifts élevés correspond à une meilleure sensibilité (figures V-38(a) et (b)).

A partir de ces figures, il apparaît une amélioration notable et, par conséquent, une sensibilité optimale ($S = 869\text{nm}/\text{RIU}$) est calculé pour une valeur du rayon de $1.67r$ relatif au modèle 1 respectivement ($S = 927\text{nm}/\text{RIU}$) pour $1.65r$ correspondant au modèle 2.

VII- Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé les concepts de base liés aux cristaux photoniques, et plus particulièrement les cristaux photoniques bidimensionnels membranaires. En premier lieu nous avons présenté le principe d'ouverture de bandes interdites photoniques et la carte des bandes qui permet de sélectionner les paramètres du cristal et le type de structure à étudier dans le cadre de cette thèse. Si l'on introduit un défaut linéaire dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée dans une dimension et elle est libre de se propager dans l'autre dimension, ce qui constitue un guide d'onde permettant de traiter toute l'information sous forme lumineuse et de miniaturiser les circuits actuels. A partir des simulations PWE et FDTD-2D, une observation claire du guidage le long du défaut W1 réalisée suivant la direction ΓK d'un cristal triangulaire reposant sur un substrat de Silicium a pu être observée. Ces simulations ont permis d'étudier, sur une largeur spectrale d'environ 490 nm le spectre de transmission de la propagation dans ce guide.

Nos réflexions se sont portées par la suite sur le problème épineux du virage de 120° qui constitue un domaine privilégié des cristaux photoniques car il permet de réaliser des fonctions optiques avec des rayons de courbure de l'ordre de la longueur d'onde. Afin d'améliorer la transmission et/ou d'élargir la plage des fréquences transmises nous avons cependant proposé, dans cette étude, deux leviers susceptibles de réaliser ces conditions de transmission au virage à CP 2D. Ainsi par optimisation de la topologie du coude, nous avons montré que la transmission des circuits virages pouvait atteindre une valeur élevée sur une large bande passante.

Afin de valider la méthode FDTD-2D, il était judicieux d'effectuer une comparaison avec la littérature. Nous avons donc présenté un exemple de guide d'onde droit W1, où une parfaite concordance a été observée.

Dans un deuxième temps, nous avons considéré la conception d'un capteur (senseur) de sensibilité élevée. Nous avons effectué une optimisation de la structure initiale dite de référence pour améliorer la sensibilité en nous appuyant sur la méthode FDTD. Les capteurs à guides d'ondes sont les plus sensibles à proximité des surfaces du guide d'ondes où le champ électromagnétique est le plus intense. Dans le plan du cristal photonique, cela signifie que la

région proche de la ligne du défaut est plus sensible que les régions périphériques. Notre amélioration a porté sur l'optimisation de la région sensible du capteur, seulement les deux lignes de trous d'air localisés de chaque côté de la ligne du défaut ont été modifiés et infiltrés d'eau désionisée. Donc, trois exemples ont été proposés dans le but de réaliser une sensibilité élevée et une meilleure transmission. Le premier exemple porte sur la modification de la forme des trous bordants le guide, le shift calculé était autour de 210nm ce qui correspond à une sensibilité de 636nm/RIU pour le bord supérieur de la bande passante. Le deuxième et le troisième exemple portent sur la modification du rayon des trous dans la zone sensible. Un shift de 306nm du bord inférieur a été observé correspondant à une sensibilité de 927nm/RIU (une sensibilité de 818 nm/RIU pour le bord supérieur) pour le modèle 2 proposé.

Notre étude numérique indique que les structures proposées sont très sensibles à la variation l'indice de réfraction du liquide et peuvent détecter de très infimes quantités de substance à analyser.

Bibliographie

- [1] Yohan Desieres, « Conception et études optiques de composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon », Thèse de doctorat n° 01-0081, L'institut national des sciences appliquées de Lyon, Décembre 2001.
- [2] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn, "Photonic crystals. Molding the Flow of Light" Princeton University Press, Princeton, 1995.
- [3] Lourtioz (J. M), H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, A. Tchelnokov, Les cristaux photoniques ou la lumière en cage, collection technique et scientifique des télécommunication, Lavoisier(2003).
- [4] H. Benisty, "Modal analysis of optical guides with two-dimensional photonic band-gap boundaries." *J. Appl. Phys.*, vol. 79, n° 10, 1996.
- [5] R. Coccioli, M. Boroditsky, K.W. KIM, Y. Rahmat-Samii, E. Yablonovitch, "Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity" *IEE Proceedings optoelectronics*, vol. 145, n° 6, 1998.
- [6] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, J.D. Joannopoulos, "Linear waveguides in photonic-crystal slabs." *Physical Review B*, vol. 62, n° 12, 2000.
- [7] Meade, R. D., Devenyi, A., Joannopoulos, J. D., Alerhand, O. L., Smith, D. A., Kash, K. Novel applications of photonic band gap materials : Low-loss bends and high Q cavities. *J. Appl. Phys.*, 1994, vol 75, n° 9, p 4753-4755.
- [8] Baba, T., Fukaya, N., Yonkura, J. Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends. *Electronics letters*, 1999, vol 35, n°8, p 654-655.
- [9] Smith, C. J. M., Benisty, H., Olivier, S., Rattier M., Weisbuch, C., Krauss, T. F., De la rue, R. M., Houdre, R., Oesterle, U. Low-loss channel waveguides with two-dimensional photonic crystal boundaries. *Applied Physics Letters*, 2000, vol 77, n° 18, p 2813-2815
- [10] Lin, S. Y., Chow, E., Johnson, S. G., Joannopoulos, J. D. Demonstration of highly efficient waveguiding in a photonic crystal slab at the 1.5- μm wavelength. *Optics Letters*, 2000, vol 25, n° 17, p 1297-1299
- [11] Letartre, X., Seassal, C., Grillet, C., Rojo Romeo, P., Viktorovitch, P., D'yerville, M. L., Cassagne, D., Jouanin, C. Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic-crystal waveguide on InP membranes. *Applied Physics Letters*, 2001, vol 79, n° 15, p 2312-2314
- [12] Notomi, H., Shinya, A., Yamada, K., Takahashi, J., Takahashi, C., Yokohama, I. Singlemode transmission within photonic bandgap of width-varied single-line-defect photonic crystal waveguides on SOI substrates. *Electronics letters*, 2001, vol 37, n° 5, p 293-295.
- [13] Baba, T., Fukaya, N., Motegi, A. Light propagation characteristics in photonic crystals waveguides. *Proceedings of the European conference*, St Andrews, 12-16 juin 2001, 112p

- [14] Chow, E., Lin, S. Y., Wendt, J. R., Johnson, S. G., Joannopoulos, J. D. Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ wavelengths. *Optics letters*, 2001, vol 26, n°5, p 286-288
- [15] Olivier, S., Benisty, H., Rattier, M., Weisbuch, C., Qiu, M., Karlsson, A., Smith, C. J. M., Houdre, R., Oesterle, U. Resonant and nonresonant transmission through waveguide bends in a planar photonic crystal. *Applied physics letters*, 2001, vol 79, n° 16, p 2514-2516
- [16] Smith, C. J. M., De la rue, R. M., Rattier, M., Olivier, S., Benisty, H., Weisbuch, C., Krauss, T. F., Houdré, R., Oesterle, U.. Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal. *Applied Physics letters*, 2001, vol 78, n° 11, p 1487-1489
- [17] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2059-2062 (1987).
- [18] F. Bougriou, « Etude des guides d'ondes à cristaux photoniques bidimensionnels », mémoire magister, université Constantine, institut d'électronique, 2008.
- [19] F.Bougriou, T.bouchemat, M.Bouchemat, S.Laval, N.Paraire, «Optimization of two dimensional photonic crystal waveguides», The International Conference For Nanotechnology Industries, King Abdullah institute for Nanotechnology, Riyadh (Arabie saoudite), 5-7 avril 2009.
- [20] M. Plihal, A. A. Maradudin Oesterle. "Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice." *Phy. Rev. B* 44, 1991.
- [21] S. Olivier, "Nouvelles structures miniatures dans des cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions de l'optique intégrée." Thèse Paris VI, 2002.
- [22] Christian Grillet, «Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée», Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [23] Manolatou, C., et al., High-density integrated optics. *Journal of Lightwave Technology*, 1999. 17: p. 1682-1692.
- [24] N. Skivesen, A. Têtu, M. Kristensen, J. Kjems, L.H. Frandsen, and P.I. Borel, "Photonic-crystal waveguide biosensor," *Optics Express* 15, pp. 3169-3176 (2007).
- [25] Buswell, S. C., Wright, V. A., Buriak, J. M., Van, V., & Evoy, S. (2008). Specific detection of proteins using photonic crystal waveguides. *Optics Express* , 16 (20), 15949-15957.
- [26]. S. Tomljenovic-Hanic, C. M. de Sterke, and M. J. Steel, "Design of high-Q cavities in photonic crystal slab heterostructures by air-holes infiltration," *Opt. Express* 14 (25), 12451–12456 (2006).
- [27]. U. Bog, C. L. Smith, M.W. Lee, S. Tomljenovic-Hanic, C. Grillet, C. Monat, L. O'Faolain, C. Karnutsch, T. F. Krauss, R. C. McPhedran, and B. J. Eggleton, "High Q microfluidic cavities in silicon-based two-dimensional photonic crystal structures," *Opt. Lett.* 33(19), 2206–2208 (2008).

- [28]. P. Domachuk, H. C. Nguyen, B. J. Eggleton, M. Straub, and M. Gu, "Microfluidic tunable photonic band-gap device," *Appl. Phys. Lett.* 84, 1838–1840 (2004).
- [29]. D. Erickson, T. Rockwood, T. Emery, A. Scheerer, and D. Psaltis, "Nanofluidic tuning of photonic crystal circuits," *Opt. Lett.* 31, 59–61 (2006).
- [30] F.Bougriou, T.Bouchemat, M.Bouchemat, S.Laval, N.Paire, « Photonic crystal waveguide based on polymers and fluids».11th Europhysical Conference on Defects in Insulating Materials PECS, Hungary 12-16 July 2010 (EURODIM 2010).
- [31] Shruti, Ravindra K. Sinha, and R. Bhattacharyya;"Photonic crystal slab waveguide-based infiltrated liquid sensors: design and analysis", *Journal of Nanophotonics*, 1934-2608/2011.
- [32] F.Bougriou, T.Bouchemat, M.Bouchemat, N.Paire, « High sensitivity of sensors based on two-dimensional photonic crystal». the first Saudi International Electronics, Communications and Electronics Conference (SIECPC'11) .April 23-26, 2011 in Riyadh, Saudi Arabia. IEEE Xplore Digital Library -978-1-4577-0069-9/11/\$26.00 ©2011 IEEE.
- [33]P.R.Villeneuve,S.Fan,J.D.Joannopoulos,Phys.Rev.B54(1996)7837.
- [34] F. Bougriou, T. Boumaza, M. Bouchemat and N. Paire, «Sensitivity analysis of a photonic crystal waveguide for refraction index sensing», *Phys. Scr.* T151 014064 (4pp) (2012).
- [35] Mikaël Mulot, Antti Säynätjoki, Sanna Arpiainen, Harri Lipsanen1 and Jouni Ahopelto, "Photonic Crystal Slabs with Ring-Shaped Holes in a Triangular Lattice", 0-7803-9236-1/05/\$20.00 ©2005 IEEE.
- [36] F.Bougriou, T.Bouchemat, M.Bouchemat, N.Paire, « Refractive index sensor based on photonic crystal waveguide structure», *Frontiers of quantum and mesoscopic thermodynamics*; 25 - 30 July 2011, Prague, république Tchèque.
- [37] L. H. Frandsen, et al., "Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties, " *Optics express*, vol. 14, pp. 9444-9450, 2006.
- [38] J. Li, et al., "Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides," *Optics express*, vol. 16, pp. 6227-6232, 2008.
- [39] R. Engelen, et al., "The effect of higher-order dispersion on slow light propagation in photonic crystal waveguides," *Optics express*, vol. 14, pp. 1658-1672, 2006.
- [40] Faïda Bougriou, Touraya Bouchemat, Mohamed Bouchemat and Nicole Paire (2013). «Optofluidic sensor using two-dimensional photonic crystal waveguides». *The European Physical Journal Applied Physics*, 62, 11201 doi:10.1051/epjap/2013110442.
- [41] F.Bougriou, T.Bouchemat, M.Bouchemat, N.Paire, « Improved sensing of square lattice photonic crystal waveguide», *ISTEC 2011 conference*, December 2011, ISSN: 2146-7382, Istanbul, Turkey.

[42] P.I. Borel, A. Harpøth, L.H. Frandsen, M. Kristensen, P. Shi, J.S. Jensen, and O. Sigmund, “Topology optimization and fabrication of photonic crystal structures,” *Opt. Express* 12, 1996-2001 (2004).

Conclusion générale
Et
Perspectives

Les cristaux photoniques sont des matériaux artificiels ou naturels dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans les différentes directions de l'espace et constituent à l'heure actuelle une nouvelle classe de matériaux. À l'image des électrons dans les semi-conducteurs, les photons y sont répartis en bandes de transmission séparées par des bandes d'énergies interdites. Cette analogie permet d'envisager l'utilisation des cristaux photoniques pour stocker, localiser, filtrer ou bien guider la lumière. Le développement de ce nouveau type de matériau a ouvert la voie à un nouveau champ de recherche et à des possibilités d'applications très diverses.

Cependant, le développement de ces applications se heurte encore à la difficulté rencontrée pour la fabrication et la caractérisation de ces matériaux mais, des progrès récents dans les techniques et les méthodes de fabrication de ces derniers permettent de réaliser des structures à l'échelle du nanomètre qui contrôlent la lumière visible et infrarouge et permettent ainsi d'envisager de nombreuses applications potentielles révolutionnaires. Cette difficulté rend coûteuses en temps et argent les études expérimentales systématiques. Il a donc été nécessaire de disposer d'une modélisation théorique et numérique efficace et rapide de ces cristaux permettant d'orienter la fabrication vers des cristaux performants.

L'étude des cristaux photoniques et leurs propriétés spécifiques, mène naturellement à l'étude du comportement de la lumière dans les matériaux à bande interdite photonique. Ces structures périodiques sont régies par les équations de Maxwell qui permettent de modéliser les relations entre les charges, leurs déplacements et les champs électriques et magnétiques.

L'outil de simulation utilisé au cours de cette thèse qui est parfaitement adapté à l'étude de structures à base des cristaux photoniques à deux dimensions est la méthode FDTD et la méthode des ondes planes PWE qui sont basées sur la résolution directe des équations de Maxwell permettant en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions de validité de la méthode 2D, la réponse rigoureuse de la structure étudiée.

Au cours de ce travail de thèse, nous nous sommes attachés à l'étude de composants à base de CPs 2D à réseau triangulaire sur une membrane de Silicium. Dans un premier temps, nous avons donné les principes de base du formalisme des cristaux photoniques afin de comprendre comment ces objets agissent sur la lumière. Les CPs constituent un problème d'électromagnétisme compliqué dont la résolution nécessite souvent le développement de méthodes numériques pour prédire et comprendre les propriétés de ces structures. Beaucoup d'études se sont portées sur les structures bidimensionnelles, plus facile à fabriquer.

Les propriétés dispersives de ces matériaux artificiels et le contrôle que l'on peut exercer sur elles, constituent les principales raisons du grand intérêt de ces structures. Elles sont souvent calculées en utilisant la méthode du développement en ondes planes. Ceci permet de tracer la relation de dispersion que l'on appelle diagramme de bandes. Les CPs peuvent présenter des gaps photoniques complets dans un plan où il existe un recouvrement entre les gaps TE et TM. En premier lieu nous nous sommes intéressés aux structures sans défauts en structures carrées et triangulaires. Nous avons constaté que la structure triangulaire présente des meilleurs performances en termes de transmission en mode de polarisation TE. Nous avons présenté également le principe de la carte de dispersion qui nous permet de sélectionner le paramètre du CP-2D étudié. Nous avons vu que, lorsque les paramètres des CPs2D sont correctement choisis, la propagation de la lumière peut être complètement inhibée dans de larges gammes spectrales.

Nous avons abordé par la suite, les principes de défaut qui existent aux niveaux des CPs 2D. Lorsqu'un défaut est introduit dans la périodicité d'un CP2D possédant une bande interdite, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique. Le calcul de la structure de bandes de ces objets permettrait de connaître la position et la dispersion de ces modes. Ensuite nous sommes intéressés également aux propriétés de certaines structures photoniques à défauts linéiques introduits au sein du cristal et nous avons montré l'intérêt d'utilisation des CPs pour le guidage de la lumière. En s'appuyant sur le cas typique des guides W1, W3 et W5, nous avons analysé le comportement modal en traçant les diagrammes de dispersion.

On a décrit les différents paramètres caractérisant un guide rectiligne à cristal photonique défini dans un réseau bidimensionnel par W_n . nous avons conçu un guide mono rangée W1 à maille triangulaire avec un choix judicieux de ses paramètres. Nous avons évalué la transmission dans le guide et nous avons obtenu une transmission maximale qui est autour de 60 % sur pratiquement toute la bande liée à la BIP.

Un autre type de guide à été conçu, il s'agit du guide W1 virage à maille triangulaire, nos réflexions se sont portées sur le problème épineux du virage qui constitue un domaine privilégié des cristaux photoniques. Afin d'améliorer la transmission et/ou d'élargir la plage des fréquences transmises, on a proposé deux topologies, la première est l'adjonction de petits trous en périphérie externe du coude et le deuxième c'est l'insertion d'un miroir réfléchissant au niveau de la pointe du coude du virage. Par optimisation de la topologie du coude, nous avons montré que la transmission des circuits virages c'est beaucoup améliorée sur une large bande.

Nous avons consacré une dernière partie de ce travail sur les capteurs et les biocapteurs, nous avons présenté les principes de fonctionnement, les applications de quelques biocapteurs et une description des matériaux utilisés pour le développement des biocapteurs dans le domaine de la nanotechnologie tout en précisant l'intérêt de leur amélioration.

Outre le guidage, les applications des cristaux photoniques incluent la détection en raison des propriétés particulières des CPs comme la capacité d'augmenter l'interaction lumière-matière. En conséquence, les structures du guide d'ondes à CP (PCW) sont de grand intérêt et il est prévu que les senseurs (détecteurs) à CPs offrent la possibilité de multi-analytes et des systèmes compacts de détection ainsi que la capacité de détecter de petites quantités d'analyte (nanolitres) et des échantillons à faible concentration (picomoles), ce qui peut être un avantage par rapport aux approches conventionnelles tels que les senseurs à fibres optiques ou à guides d'ondes plans.

L'un des principaux paramètres utilisés pour comparer les performances des capteurs optiques est la sensibilité qui est un paramètre important pour évaluer la performance d'un capteur. La sensibilité peut être améliorée tout en augmentant l'interaction entre la lumière et les molécules. Les effets des paramètres de la structure sur la sensibilité du capteur sont entièrement examinés et analysés au moyen de simulations.

Pour la conception d'un senseur à haute sensibilité, une optimisation de la structure initiale dite de référence est menée pour améliorer la transmission et la sensibilité. Afin d'améliorer ces deux derniers, nous avons donc proposés trois modèles, le premier concerne l'optimisation de la forme des trous entourant le guide et le deuxième et le troisième concernant l'optimisation la taille des trous bordant le guide. Une amélioration notable est calculée concernant la transmission et la sensibilité. Nous avons amélioré le résultat en obtenant une transmission totale de l'ordre de 99% avec une sensibilité de 927nm/RIU du bord inférieure et une sensibilité de 818 nm/RIU pour le bord supérieur du modèle 2 proposé.

Le développement de modèles de capteurs à PCW qui améliorent la sensibilité est particulièrement important car il permet de détecter de faibles concentrations de substances à analyser.

Concernant les perspectives de ce travail, il nous paraît intéressant de penser à d'autres dispositifs tels que les cristaux photoniques à trous d'air elliptiques pour les deux réseaux carré et triangulaire. L'étude théorique et modélisation de ces structures dans le domaine de la détection pourrait donner une amélioration concernant la sensibilité.

*Publications et
conférences*

Publications et conférences

I- Les publications internationales

- 1- F. Bougriou, T. Boumaza, M. Bouchemat and N. Paraire, «Sensitivity analysis of a photonic crystal waveguide for refraction index sensing», Phys. Scr. T151 014064 (4pp) (2012).
- 2- Faïda Bougriou, Touraya Bouchemat, Mohamed Bouchemat and Nicole Paraire (2013). «Optofluidic sensor using two-dimensional photonic crystal waveguides». The European Physical Journal Applied Physics, 62, 11201 doi:10.1051/epjap/2013110442.

II- Les communications internationales

- 1- T.bouchemat*, F.Bougriou, M.Bouchemat, S.Laval, N.Paire, «Optimization of two dimensional photonic crystal waveguides», The International Conference For Nanotechnology Industries, King Abdullah institute for Nanotechnology, Riyadh (Arabie saoudite), 5-7 avril 2009.
- 2- F.Bougriou, T.Bouchemat, M.Bouchemat, S.Laval, N.Paire, « Photonic crystal waveguide based on polymers and fluids».11th Europhysical Conference on Defects in Insulating Materials PECS, Hungary 12-16 July 2010 (EURODIM 2010).
- 3- F.Bougriou, T.Bouchemat, M.Bouchemat, N.Paire, « High sensitivity of sensors based on two-dimensional photonic crystal». the first Saudi International Electronics, Communications and Electronics Conference (SIECPC'11) .April 23-26, 2011 in Riyadh, Saudi Arabia. IEEE Xplore Digital Library -978-1-4577-0069-9/11/\$26.00 ©2011 IEEE.
- 4- F.Bougriou, T.Bouchemat, M.Bouchemat, N.Paire, « Refractive index sensor based on photonic crystal waveguide structure», Frontiers of quantum and mesoscopic thermodynamics; 25 - 30 July 2011, Prague, république Tchèque.
- 5- F.Bougriou, T.Bouchemat, M.Bouchemat, N.Paire, « Improved sensing of square lattice photonic crystal waveguide», ISTEC 2011 conference, December 2011, ISSN: 2146-7382, Istanbul, Turkey.

Résumé

Les cristaux photoniques sont des matériaux nano-structurés dont les tailles caractéristiques submicroniques permettent un contrôle sans précédent du confinement de la lumière et rendent possible la miniaturisation des principales fonctions optiques. Justement, cette thèse constitue un ensemble de travaux qui s'appuie sur la conception et le développement de nouveaux composants à base des cristaux photoniques pour le guidage de la lumière et la détection à haute sensibilité en utilisant une méthode qui repose sur la résolution des équations de Maxwell aux différences finies dans le domaine temporel bidimensionnel FDTD-2D.

Le guide d'onde à cristaux photoniques W1 est l'un des dispositifs qui ont été largement explorés. La plupart de ces guides d'ondes sont conçus et fabriqués dans des réseaux triangulaires à trous d'air circulaires. Nous avons conçu un guide mono rangée W1 à maille triangulaire avec un choix judicieux de ses paramètres. Nous avons évalué la transmission dans le guide et nous avons obtenu une transmission maximale qui est autour de 60 % sur pratiquement toute la bande liée à la BIP. Un autre type de guide à été conçu, il s'agit du guide W1 virage à maille triangulaire, par optimisation de la topologie du coude, nous avons montré que la transmission des circuits virages c'est beaucoup améliorée sur une large bande.

Les guides d'ondes à CP est une classe de dispositifs qui a été démontrée pour les mesures d'indice de réfraction (RI). Pour le développement de circuits photoniques bidimensionnels, nous proposons un capteur RI basé sur les PCW. Lorsque les trous d'air du CP sont infiltrés d'eau désionisée, la position des bords de la bande permise de ce capteur se déplacera en raison de la variation de l'indice de réfraction.

Le capteur est très sensible à la variation de RI dans les trous d'air, et il peut être optimisé pour réaliser une large plage de mesure, une grande sensibilité et une transmission améliorée. On a calculé une sensibilité de plus de 927 nm/RIU (par unité d'indice de réfraction) qui correspond à un shift (déplacement) de 306 nm pour le bord inférieur de la bande passante.

Mots clés : cristaux photoniques- guide d'ondes à CP- guides virages- Senseur à haute sensibilité- la méthode FDTD- la méthode PWE.