

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE CONSTANTINE 1
FACULTE DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N° d'ordre :
Série :

THESE
Présentée en vue d'obtention du diplôme de
Doctorat troisième cycle
En électronique

OPTION
Micro et nanotechnologie

Par
Hamza OTMANI

Titre de la thèse :

**Etude théorique des propriétés magnéto-optiques de
cristaux magnéto photoniques à structure ferrite
grenat de bismuth (BIG)**

Soutenu le 18 décembre 2014

Devant le jury

Président	Mr. M.BEN SLAMA	Prof. U. Constantine 1
Rapporteur	Mr. M.BOUCHEMAT	Prof. U. Constantine 1
Examineurs	Mr. M.LAHOUBI	Prof. U. Annaba
	Mr. D.KHEDROUCHE	M.C.A. U. M'sila
	Mr. A.CHAABI	Prof. U. Constantine 1
Invité	Mr. A.HOCINI	M.C.A. U. M'sila

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (L.M.I), Département d'Electronique de l'université de Constantine I, sous la direction scientifique du Professeur Mohamed BOUCHEMAT.

Je tiens à adresser mes remerciements à toutes les personnes qui ont contribué à ce travail.

Tout d'abord, j'adresse mes profonds remerciements à Monsieur M. BOUCHEMAT Professeur au département d'électronique, pour avoir proposé et dirigé ce travail efficacement ainsi qu'à Madame T. BOUCHEMAT Professeur au département d'électronique pour son aide et ses remarques précieuses.

Monsieur A. HOCINI, Maitre de conférences classe A, à l'université de M'sila, m'a beaucoup apporté tout au long de ma thèse. Je souhaite le remercier pour ses conseils et l'aide qu'il a apportée pour perfectionner mon travail.

Je remercie les membres du jury d'avoir accepté de se pencher sur mes travaux ; et en premier lieu je cite Monsieur M. BEN SLAMA, professeur à l'université de Constantine I 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 Mr M. LAHOUBI, professeur à l'université d'Annaba 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, Mr D. KHEDROUCHE, maitre de conférences classe A, à l'université de M'sila, de bien vouloir être membre du jury et examiner cette thèse. J'exprime ma gratitude envers Mr A. CHAABI, professeur à l'université de Constantine I, d'avoir accepté de faire partie du jury.

J'associe à mes remerciements l'ensemble des membres de l'équipe du laboratoire pour l'ambiance du travail et la collaboration.

Je remercie également tous les personnes qui me sont chères, en particulier mes parents, pour l'aide, la confiance et le soutien dont ils ont fait preuve tout au long de ces dernières années.

Je tiens aussi à dire un grand merci à mes frères, mes sœurs, mes amis et mes collègues.

قد يما قالوا

كل شيء إذا كثر رخص إلا العقل فإنه كلما
كثرت غلته، وكلام الإنسان يدل على رجاحة عقله.
الجهل يزيد الناس تصلباً والعلم يزيدهم مرونة.

Résumé

Les sources lasers représentent les éléments les plus importants dans une chaîne de télécommunications optiques. Cependant ces derniers sont instables, et présentent des fluctuations. Pour pallier cet inconvénient il est nécessaire de placer à la sortie de la cavité un isolateur optique qui va éliminer les réflexions.

Les cristaux photoniques sont des 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 de réfraction varie périodiquement selon une, deux ou trois directions de l'espace. Lorsqu'on combine matériaux magnéto-optiques et cristaux photoniques, il apparaît des nouveaux composants à base de cristaux magnéto-photoniques, qui exaltent les effets non-réciproques de la propagation.

Ce travail de thèse constitue une contribution numérique aux études portant sur les cristaux magnéto photoniques, nous avons simulé des structures planaires des matériaux à bandes interdite photoniques dont nous nous concentrons sur leurs propriétés physiques tels que le diagramme de bandes et la carte de bandes.

Ces simulations ont pour objectif de vérifier la position de la bande interdite photonique dans la structure étudiée. Notre structure est un cristal photonique planaire constitué d'une couche de matériau magnéto optique dénommé BIG (ferrite grenat de bismuth ou encore appelé grenat de fer et de bismuth) déposée sur une couche de GGG (grenat de gadolinium et gallium), dans une structure triangulaire et ensuite pour une structure carrée. Nous étudions les fibres optiques à matériau BIG, on commence par une structure de fibre optique conventionnelle, et nous passons à une étude sur les fibres à cristaux magnéto photoniques à base de BIG. On a fait ces simulations pour étudier le couplage de modes TE-TM, qui est d'origine identique à la rotation Faraday, afin d'obtenir un effet non-réciproque en configuration guidée.

En faisant varier la gyrotropie, nous avons observé son effet sur le rendement de couplage, et la variation des autres paramètres physiques influe sur le taux de conversion TE-TM. Le rendement de couplage TE-TM dépend de la biréfringence et de la rotation de Faraday, pour cela nous avons fait une autre simulation pour déterminer la biréfringence et par conséquent pour trouver la rotation de Faraday qui est l'objectif principale de notre travail. Pour effectuer ces simulations nous avons utilisé deux logiciels de Rsoft CAD, dont le premier module est appelé BandSOLVE qui est basé sur la méthode des ondes planes (PWE), et le second appelé BeamPROP, basé sur la Méthode de propagation des faisceaux (BPM).

On constate une augmentation importante de la rotation de Faraday qui permet d'améliorer les performances des isolateurs optiques.

Mots clés :

Cristaux magnéto photoniques, conversion de modes TE-TM, effet Faraday, isolateur optique.

Abstract

Laser sources are the most important elements in a channel of optical telecommunications. However these are unstable, and have fluctuations. To overcome this drawback it is necessary to place an optical isolator in the output of the cavity which will eliminate reflections.

Photonic crystals are materials whose optical properties are used to manipulate the light across the wavelength. These crystals are structures whose refractive index varies periodically in one, two or three directions in space.

When combined magneto-optical materials and photonic crystals, it appears the new components based on magneto photonic crystals, which exalt the non-reciprocal effects of the propagation.

This work is a contribution to digital studies magneto photonic crystals, we simulated planar structures of photonic band gap materials we focus on their physical properties such as Bands diagram and Gaps map.

These simulations are designed to check the position of the photonic band gap in the studied structure. Our structure is a planar photonic crystal consisting of a magneto-optical material layer referred to as BIG (bismuth garnet ferrite or called bismuth iron garnet) deposited on a layer of GGG (gadolinium garnet and gallium), in a triangular structure and then for a square structure. We study the optical fibres in BIG material, it begins with a conventional optical fibre structure, and we move to a study of magneto photonic crystal fibre based BIG. It was these simulations to study the mode coupling TE-TM, which is originally identical to the Faraday rotation to obtain a non-reciprocal effect in guided configuration.

By varying the gyrotropy, we observed its effect on the coupling efficiency, and changes in other physical parameters affect the conversion rate TE-TM. The coupling output of TE-TM depends on the birefringence and Faraday rotation, for this we made another simulation to determine the birefringence and consequently to find the Faraday rotation which is the main objective of our work. To perform these simulations we used two software of Rsoft CAD, the first module is called BandSOLVE which is based on the plane wave method (PWE), and the second called BeamPROP, based on the beam propagation method (BPM).

We show a significant increase of the Faraday rotation which improves the performance of the optical isolators.

Key words:

Magneto photonic crystals, mode conversion TE-TM, Faraday Effect, optical isolators.

المخلص

يصرف من مخصري أي ان كطشش ف قاة الاصل الاتافض شت. وك ز الأشرة غثري سخر، ول اح غشاث ن خ غب
ك ه ر الكيطقي ان ضروري وض عييض لبعشش ف ي خش جان خ جف ن ع الاكللر اث.
ان بسات نضري ت ان اد ان خس ح خصر لاصل الشرب اس خ ذلو ن ضرب ذال رت طل ان ج ت، لن بسات
ك م عيكي م كس اس ا خ غثش ل دور ف اتجاه واحد اوث ن أو الثت اح ج اث يلن فضاء.
كثيول جش ان اد نضري ثان غنطة اقرب بسات نضري، ح طش ي ك اث ج ذة ح ق و ك ه بسات نضري
ان غ طة، وان غث غي ثابس غش غي بطن ان غش اس.

ز الأطرود ت ي س ه ف ل نر ل ان لثن ق ت فلق بسات نضري ثان غ طت ر ق ا ب ح ك ا ة ك ه ي س خ ت
نه ادر ان ثل ش ل ن ك ا ل اصل انض ي خ ت س ك ض ل ك ه خ ل ا ل نضري ث م «diagramme de bandes» و
« Carte de bandes»، وهذه ان ح ك اة ح ذ ف ان ح ح ذ ي ي ض غش ش ل ن ك ا ل اصل انض ي ك ه ت ك ب ق ذ ل ن اس تي ش ك ب ا
ب ب سات نضري س خ ل ك ي طقت ي ان اد نضري ثان غ طت ح ذ ك (grenat de fer et de bismuth) BIG
ونس اضا ferrite grenat de bismuth، ي ض ع ك ه طقت ي (grenat de gadolinium et gallium)،
GGG ف ك ي ه ت و ا خ ش ي شغ، ثي د س س ل ش ك ب BIG - الألياف ارض شت ب ذاب ك م الألياف ارض شت ا خ ق ي ف ت ي
ق ا ب س اس تي BIG - الألياف ارض شت ان ك ي ان بسات نضري ثان غ طت. وك ا ج ز ان ح ك اة ن س ا سة وض غ ق ش ا
TE-TM، انخ ق س ف الاصل م دور اف اس ا د ا ي ا ج م ل ح ص ل ك ه طش غش ي ك ب ط فان طشان ج .

ر ق ق ل ب خ ش ق ت gyrotropie ولاحظ ح لثش ا ك ه ل ف اة الاقترأ، ثي غ ش ا ف ا ن ق ا د ش ا ف نضري ث ف ا ن طقت
ان خ ج ت ن ك ك ا و ش ش ك ي ك ذ ل ان خ م ف ك ف اة الل ق ش ا TE-TM ان ز ك خ ذ ك ه biréfringence و دورا
ف اس ا د ا ن ز ا ق ا ب ح ك اة ا خ ش ن خ ح ذ ت biréfringence و بال ت ان ل ا ج ا د دور اف اس ا د ان ز ان ذ ف ن ش ي س ي
ك ه ا ز ا ن خ ز ان ح ك اة اس ك ه ا ك ي ل ن ب ش ي ج ا ل Rsoft CAD، الأول بلن BandSOLVE ن ز ق و
ك ه طش و ت «ondes planes» (PWE) و ا ب خ ش بلن BeamPROP، ان ز س خ ذ ك ه طش و ت (BPM)
« propagation des faisceaux ».

ح طش زان ك م ا ن س و ط ص ا دة ل ب ش ية ي ن دور اف ش ا د ا، ا ر ف ا خ س ي ش د و د ان ك ب ص ل ارض شت .

للإلمامات المحتججة :

ان بسات ان غ ا ط س ث نضري ثة، و ح ح م ارض غ TE-TM ح ل ث ف اس ا د ا، ان ك ب ص ل ارض شت.

Table des matières

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

Chapitre I : Cristaux photoniques: Aspects fondamentaux

1-Introduction.....	6
2-Définition.....	6
3-Analogie électron- photon.....	8
4-Cristal photonique unidimensionnel.....	8
4-1-Miroir de Bragg (cristal photonique unidimensionnel).....	9
4-2-Ouverture d'une bande interdite.....	9
4-3-L'incidence oblique.....	10
5- Les cristaux photoniques tridimensionnels.....	11
5-1-Structures "Tas de bois"	11
5-2-Structures "Opale".....	12
6-Les cristaux photoniques bidimensionnels	13
6-1- Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin.....	14
6-2- Diagramme de bandes	15
6-3- Loi d'échelle.....	16
6-4- Contraste d'indice.....	17
6-5-Facteur de remplissage.....	17
6-6-Carte des bandes interdites	17
7-Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires	18
7-1- Structuration verticale et parités des modes.....	19
7-2-Diagramme de bandes	19
7-3-Approche membrane ou substrat	20
7-3-a-Approche membrane (Fort contraste d'indice).....	20
7-3-b-Approche substrat (Faible contraste d'indice).....	21
8-Le cristal avec défaut	21
8-1-Défauts ponctuels.....	21
8-1-1-Défauts dans un cristal photonique unidimensionnel.....	21
8-1-2-Défauts dans un cristal photonique bidimensionnel.....	23
8-1-3-Défauts dans un cristal photonique tridimensionnel.....	24
8-2-Défauts étendus.....	24
9- Guides d'ondes dans les cristaux photoniques.....	25
9-1-Direction cristallographique.....	26
9-2-Symétrie des bords.....	27
9-3-Confinement latéral d'un guide à cristaux photoniques.....	27
9-4-Influence du défaut sur le diagramme de dispersion.....	28
9-5-Intérêts du guide à cristal photonique	29
10-Les fibres à cristaux photoniques	30
10-1-Les fibres optiques	30
10-2-Les fibres à cristaux photoniques	31
10-3-Guidage dans les fibres à cristaux photoniques	31
10-3-1-Fibres à cristaux photoniques BIP.....	32
10-3-2-Fibres à cristaux photoniques à guidage par réflexion totale interne modifiée.....	33
11-Vitesse de phase et vitesse de groupe.....	34
12-Indices de réfraction de groupe et de phase.....	35
13- Les matériaux.....	35
14- Domaines d'application.....	35

14-1-Dans le domaine de l'optique.....	36
14-1-1-Les fibres optiques.....	36
14-1-2-Les micro-résonateurs.....	36
14-1-3-Filtres et multiplexeurs.....	36
14-2-Dans le domaine micro-onde	36
15- Conclusion.....	37
Références	38

Chapitre II : Les matériaux magnéto optiques

1-Introduction	44
2- Le guide d'ondes	45
2-1- Les modes guidés	46
2-2- Théorie de guide d'onde	46
3- Matériaux magnétiques.....	49
4- Propagation dans un milieu aimanté	51
5- Effet Faraday	52
5-1-Cas de matériaux ferro ou ferrimagnétique	54
6- L'isolateur optique en espace libre	54
7- Conversion de modes TE-TM	55
8- Techniques d'isolation	58
8-1- Isolateur à rotation.....	58
8-2- Isolateur à déphasage	58
9- Conversion de modes et isolateurs optiques	59
10-Les cristaux magnétophoniques	65
10-1-Les cristaux magnétophoniques unidimensionnels	65
10-2-Les cristaux magnétophoniques bidimensionnels	66
10-3-Les cristaux magnétophoniques tridimensionnels	71
11-Conclusion	72
Références	73

Chapitre III : Méthodes de simulations numériques

1-Introduction	78
2- Simulateur « BandSOLVE »	80
2-1- Méthode des ondes planes	80
3-Simulateur «BeamPROP»	82
3-1 Présentation générale de l'outil de simulation "BeamPROP"	83
3-2- Méthode de propagation des faisceaux (BPM)	84
3-2-1- BPM Scalaire, paraxiale	84
3-2-2- Solution numérique et conditions aux limites	85
3-2-3-BPM Vectorielle	87
3-2-4-BPM grand-angle	87
3-2-5- BPM bi-directionnelle	88
3-2-6-Techniques BPM supplémentaires	89
3-2-7- Résolution de Modes via BPM	89
3-2-8-Philosophie générale pour choisir les valeurs des paramètres de simulation	91
4- Conclusion	93
Références	94

Chapitre IV : Résultats et interprétations

1-Introduction	97
2-Représentation de matériaux utilisés	98
2-1-Propriétés physiques et MO du film de grenat de fer et de bismuth (BIG)	98
3-Conversion de modes.....	99
4-Guide d'ondes magnéto-optique en arête (Rib)	100
5-Cristal photonique à réseau triangulaire	101
5-1-Carte des bandes interdites	103
5-2-Guide d'ondes à un cristal photonique de réseau triangulaire.....	104
5-3-Résultats de simulation.....	105
5-4-Rotation de Faraday.....	110
5-5-Biréfringence modale	111
6-Cristal photonique à réseau carré.....	112
6-1-Guide d'onde à un cristal photonique de réseau carré	114
6-2-Résultats de simulation.....	115
6-3-Rotation de Faraday	119
6-4-Biréfringence modale.....	119
6-5-Conclusion	120
7-Les fibres optiques	121
7-1-Structure d'une fibre	121
7-2-Variation du diamètre de cœur de la fibre	122
7-3-Variation de la gyrotropie.....	124
7-4-Variation de la longueur d'onde.....	126
7-5-Rotation de Faraday	127
7-6-Biréfringence modale	128
8-Fibre à cristal magnéto photonique	130
8-1-Variation du diamètre des trous	131
8-2-Variation de la gyrotropie	133
8-3-Variation de la longueur d'onde	135
8-4-Rotation de Faraday	137
8-5-Biréfringence modale.....	138
9-Conclusion	139
Références.....	140
Conclusion générale	144

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

a	Période du cristal photonique
BIG	<i>Bismuth Iron Garnet</i> , grenat de fer et de bismuth
BIP	Bande Interdite Photonique
BPM	<i>Beam Propagation Method</i> , méthode de propagation des faisceaux
c	Célérité de la lumière à l'espace libre
CMP	Cristal Magnéto Photonique
CP	Cristal Photonique
CMPF	Fibre à Cristal Magnéto Photonique
f	Facteur de remplissage
FDTD	<i>Finite-Difference Time-Domain method</i>
FR	Rotation de Faraday
GGG	Grenat de Gadolinium et de Gallium
g	Gyrotropie
k	Vecteur d'onde
λ	Longueur d'onde
MO	Magnéto Optique
n	Indice de réfraction
ϵ	Permittivité diélectrique
μ	Perméabilité magnétique
PWE	<i>Plane wave expansion</i> , décomposition en ondes planes
r	Rayon d'un trou du cristal photonique
TE	<i>Transverse Electric</i>
TM	<i>Transverse Magnetic</i>
ω	Pulsation/fréquence normalisée
Vg	Vitesse de groupe
ZB	Zone de Brillouin

Introduction générale

Introduction générale

De point de vue du contrôle de l'information, les semi-conducteurs sont des matériaux très intéressants car ils forment la base des circuits électroniques. Pour assurer la conduction il faut fournir une énergie suffisante pour libérer des électrons qui sont des responsables de liaisons entre les atomes, en effet cette libération des électrons permet de briser une liaison et passer de la bande de valence à la bande de conduction du semi-conducteur et en passant sur une bande interdite électronique. Alors que cette bande interdite électronique délimite un canal d'excitation contrôlable pour les électrons.

A l'instar des semi-conducteurs, les cristaux photoniques offrent la perspective de contrôler le flux de photons. Les cristaux photoniques (CPs) sont des structures dont l'indice diélectrique varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde, sur une ou plusieurs directions de l'espace. Cette variation périodique de l'indice optique entraîne l'apparition des gammes de fréquence pour laquelle la lumière ne peut alors plus se propager. Par analogie avec les semi-conducteurs ces bandes de fréquences sont appelées Bandes Interdites Photoniques (BIP).

La majorité des applications des cristaux photoniques tourne autour de la bande interdite photonique. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence de propagation permise à l'intérieur d'une bande de fréquences interdites, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Ces défauts sont obtenus en modifiant localement la périodicité du cristal. Alors, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique et les champs associés à ces modes sont localisés au niveau de ces défauts. Parmi les défauts possibles dans les CPs, on peut faire la distinction entre les défauts ponctuels qui se comporte comme des micro-résonateurs [1], et les défauts linéaires permettant de réaliser un guidage diffractif des ondes [2].

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. L'écart entre ces deux demi-plans, la direction cristallographique ainsi que la symétrie des bords définissent un guide unique. Alors, le défaut est une ligne de trous ou de tiges 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.

Le cas idéal d'un cristal bidimensionnel : périodique dans le plan (Oxy) et infiniment long dans la direction (Oz) et possède une bande interdite photonique dans le plan (Oxy) n'existent pas dans la réalité. En pratique, les cristaux photoniques 2D réels ont une dimension verticale finie et non pas infinie. Concrètement, le confinement dans la troisième direction est assuré en travaillant en géométrie guide d'onde. Les motifs sont gravés dans un guide d'onde classique constitué d'une couche guidante de haut indice entourée de couches de bas indice. Ainsi, les pertes dans la direction verticale sont minimisées. La lumière est alors confinée horizontalement par le cristal photonique et verticalement par guidage réfractif. Cette solution est une bonne alternative à l'utilisation de cristaux photoniques 3D difficiles à fabriquer.

Les guides d'onde magnéto-optiques représentent l'élément de base pour réaliser des composants à effet non-réciproque en configuration guidée. Ces composants sont fondamentaux pour un bon fonctionnement des dispositifs pour les télécommunications, et notamment ceux qui sont basés sur des réseaux à fibres optiques.

Le composant type, est l'isolateur optique. L'isolateur optique permet d'améliorer les performances des systèmes et stabilise les oscillations d'un Laser en bloquant l'intrusion de la lumière réfléchie dans sa cavité, il est basé sur une propriété unique de l'interaction onde-matière au sein d'un matériau magnéto-optique (MO) : la non-réciprocité de l'effet Faraday.

Le développement des études de circuits optiques intégrés a donné l'idée de moduler la lumière en utilisant l'effet Faraday dans les films minces de grenats. Qui se comporte comme un guide d'onde plan et sépare l'onde incidente en modes (TE) et (TM). Par suite de l'existence de termes non diagonaux dans le tenseur de permittivité on ne peut parler de modes TE et TM séparés : il apparaît le phénomène de couplage de modes.

Malgré plusieurs difficultés d'intégration des matériaux magnétiques sur les plateformes photoniques standards comme les semi-conducteurs des groupes III-V ou SOI, les matériaux magnéto-optiques diélectriques sont intéressants pour la réalisation de structures intégrées du fait de leurs bonnes propriétés magnéto-optiques (MO) et de leur transparence dans la région des longueurs d'onde des télécoms.

Parmi les matériaux de ce type les plus étudiés sont les ferrites grenats MO (YIG, BIG, Ce:YIG, etc.) .Les matériaux magnétiques peuvent aussi être insérés dans des cristaux photoniques. Les avantages des cristaux photoniques, dues notamment à l'aspect de la structure des bandes, en bord des bandes, et à la présence des bandes interdites peuvent être utilisés pour exalter les effets MO [3].

Ce travail s'appuie sur l'étude des cristaux magnéto photoniques, Nous avons utilisé les logiciels de simulation BandSOLVE et BeamPPROP développés par Rsoft, basés sur la méthode des ondes planes (PWE) et la Méthode de propagation des faisceaux (BPM) respectivement.

Ce mémoire de thèse s'organise en quatre chapitres :

Le premier chapitre introduira les principes de base du formalisme des cristaux photoniques. Nous serons présentés d'une part une analogie qui consiste à comparer les cristaux photoniques avec les cristaux solides. Et nous présenterons un rappel sur les cristaux photoniques monodimensionnels, après nous verrons les propriétés principales des cristaux photoniques bidimensionnels et tridimensionnels, ensuite nous concentrons notre étude sur les structures bidimensionnelles planaires qui représentent les structures étudiées au cours de cette thèse, nous terminerons ce chapitre par une présentation de quelques exemples d'applications dans lesquelles sont utilisées les structures périodiques.

Dans le deuxième chapitre, un composant d'isolateur en optique intégrée sera étudié. Tout d'abord, nous ferons un rappel théorique de la propagation d'une onde lumineuse dans un guide plan. Nous décrirons ensuite les modes guidés et la théorie de guides d'ondes, La notion de conversion de modes, importante pour ce type de dispositif est abordée, et les différentes techniques d'isolation en optique intégrée seront présentées.

En plus, nous allons exposerons le phénomène de conversion de modes dans les isolateurs optiques. En fin nous allons mettre en évidence les différentes structures à cristaux magnéto photoniques.

Dans le troisième chapitre nous nous intéressons à la modélisation des cristaux photoniques, ou nous appliquons les méthodes numériques pour nos calculs.

En utilisant le logiciel BandSOLVE, pour étudier les propriétés de diagramme de bandes et la carte de bandes, ce logiciel utilise la méthode des ondes planes (PWE) comme une méthode de simulation.

Pour simuler la propagation d'un faisceau dans le guide d'ondes et fibres à cristaux photoniques et pour étudier la conversion de modes, nous allons utiliser la méthode de propagation des faisceaux "Beam Propagation Method", adoptés par le logiciel que nous utiliserons le long de nos travaux; BeamPROP de la compagnie RSoft.

Dans le quatrième chapitre, nous allons faire une étude sur les cristaux magnéto photoniques, nous allons simuler des structures planaires des matériaux à bandes interdite photoniques. Notre structure est un cristal photonique planaire constitué d'une couche de matériau magnéto optique dénommé BIG (grenat de fer et de bismuth ou encore appelé ferrite grenat de bismuth) déposée sur une couche de GGG (grenat de gadolinium et gallium), dans une structure triangulaire et pour une structure carrée, en suite nous étudions le matériau BIG dans les fibres optique ,on commence par une structure de fibre optique conventionnelle ,après nous effectuons une étude sur les fibres à cristaux magnéto photoniques à base de BIG . On va faire ces simulations pour étudier le couplage de modes TE-TM, qui est d'origine identique à la rotation Faraday, afin d'obtenir un effet non-réciproque en configuration guidée.

On fait varier des paramètres physiques et nous allons observer leurs effets sur le rendement de couplage. Le rendement de couplage TE-TM dépend de la biréfringence et l'angle de rotation de Faraday, pour cela nous allons faire une autre simulation pour démontrer la biréfringence et par conséquent pour trouver la rotation de Faraday qui est l'objectif principale de notre travail. Pour effectuer ces simulations nous allons utiliser deux logiciels de Rsoft CAD, dont le premier est nommé BandSOLVE qui est basé sur la méthode des ondes planes (PWE), et l'autre nommé BeamPROP, basé sur la Méthode de propagation des faisceaux (BPM).

En fin, ce manuscrit se termine par une conclusion générale.

Références

- [1] A. M. Yacomotti, F. Raineri, C. Cojocaru, P. Monnier, J. A. Levenson, et R. Raj, “Nonadiabatic dynamics of the electromagnetic field and charge carriers in high-Q photonic crystal resonators”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 96, p. 093901, 2006.
- [2] C. Jamois, R. Wehrspohn, L. C. Andreani, C. Hermann, O. Hess, et U. GÄosele, “Silicon-based two-dimensional photonic crystal waveguides”, *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, Vol. 1, p. 1-13, 2003.
- [3] Liubov Magdenko, «conception et réalisation de composants non-réciproques planaires a base de matériaux magnéto-optiques», Thèse de doctorat, université de Paris Sud 11, 21 décembre 2010.

Chapitre I

Cristaux photoniques:

Aspects fondamentaux

Chapitre I

Cristaux photoniques: Aspects fondamentaux

I-1-Introduction

En 1987 Yablonovitch et Sajeev introduisirent le concept de cristal photonique, ils établirent l'analogie entre la physique de l'électron dans une structure cristalline et l'électromagnétisme [1, 2].

Le but de ce chapitre est de donner les principes de base du formalisme des cristaux photoniques afin de comprendre comment ces objets agissent sur la lumière. Nous serons présentés d'une part une analogie qui consiste à comparer les cristaux photoniques avec les cristaux solides, et d'autre part nous présenterons un rappel sur les cristaux photoniques monodimensionnels pour apporter les notions de base concernant les structures périodiques, en concentrant sur la notion de la bande interdite photonique, après nous verrons les propriétés principales des cristaux photoniques bidimensionnels et tridimensionnels. Avant de nous focaliser notre étude sur les structures bidimensionnelles planaires qui représentent les structures étudiées au cours de cette thèse, afin de voir les caractéristiques du guidage de la lumière dans ce type de structures. Nous terminerons par une présentation de quelques exemples d'applications dans lesquelles sont utilisées les structures périodiques. Ceci nous permis de mettre en évidence l'utilisation des matériaux à bande interdite photonique dans plusieurs domaines tels que l'optique, les circuits micro ondes et les antennes.

I-2-Définition

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction est modulé de façon périodique, cette modulation périodique sur une ou plusieurs directions de l'espace permet de créer une bande interdite photonique où la lumière ne peut plus se propager (figure I-1) [3]. A 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 comme matériaux de base pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée. La réalisation d'une périodicité sur toutes les directions de l'espace peut ainsi permettre de réfléchir une onde lumineuse quelque soit son angle d'incidence ou sa polarisation.

Il existe des structures naturelles qui peuvent avoir des propriétés ayant les mêmes caractéristiques que les cristaux photoniques artificiels. En effet certaines espèces animales [4,5] et minérales fabriquent et utilisent ces structures à des fins esthétiques et stratégiques depuis bien longtemps (Figure I-2) et ce n'est finalement que très récemment que l'homme y a trouvé un intérêt intellectuel (et financier).

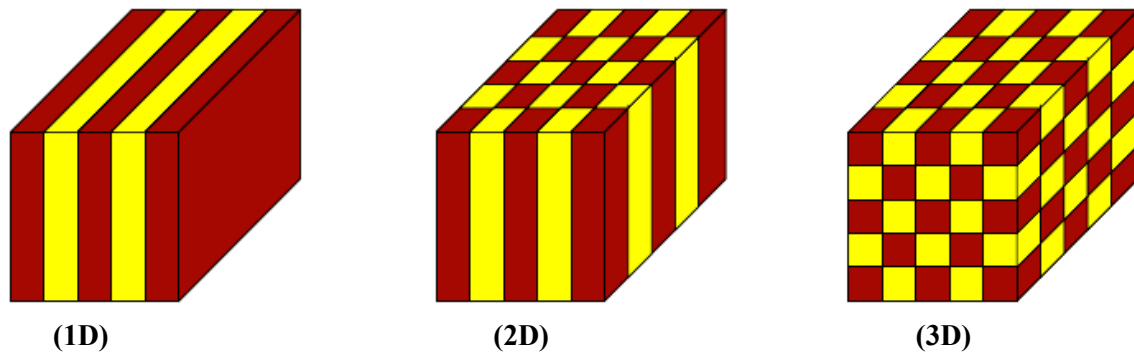


Figure I.1:représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

Les Papillons sont parmi les insectes les plus colorés que nous offre la nature. Une analyse microscopique effectuée montre que des ailes de papillon «*Princeps nireus*» représentent un comportement de matériau à bande photonique interdite. C'est elle qui donne à certains papillons des couleurs iridescentes. En effet ce réseau réfléchit la lumière pour certaines longueurs d'onde dans des directions différentes en fonction de la longueur d'onde (Fig. I-2a). Ainsi des scientifiques australiens et britanniques des universités de Sydney et d'Oxford ont trouvé un ver marin possédant des épines qui constituent des cristaux photoniques plus efficaces [6,7]. Cet animal au nom : *Aphrodita* est appelé souris de mer (Fig. I-2b).un autre exemple d'un cristal photonique naturel est l'opale qui est formé de petites sphères de silice environnées d'espaces vides, équidistants entre eux dans les trois dimensions de l'espace (Fig.I-2c).

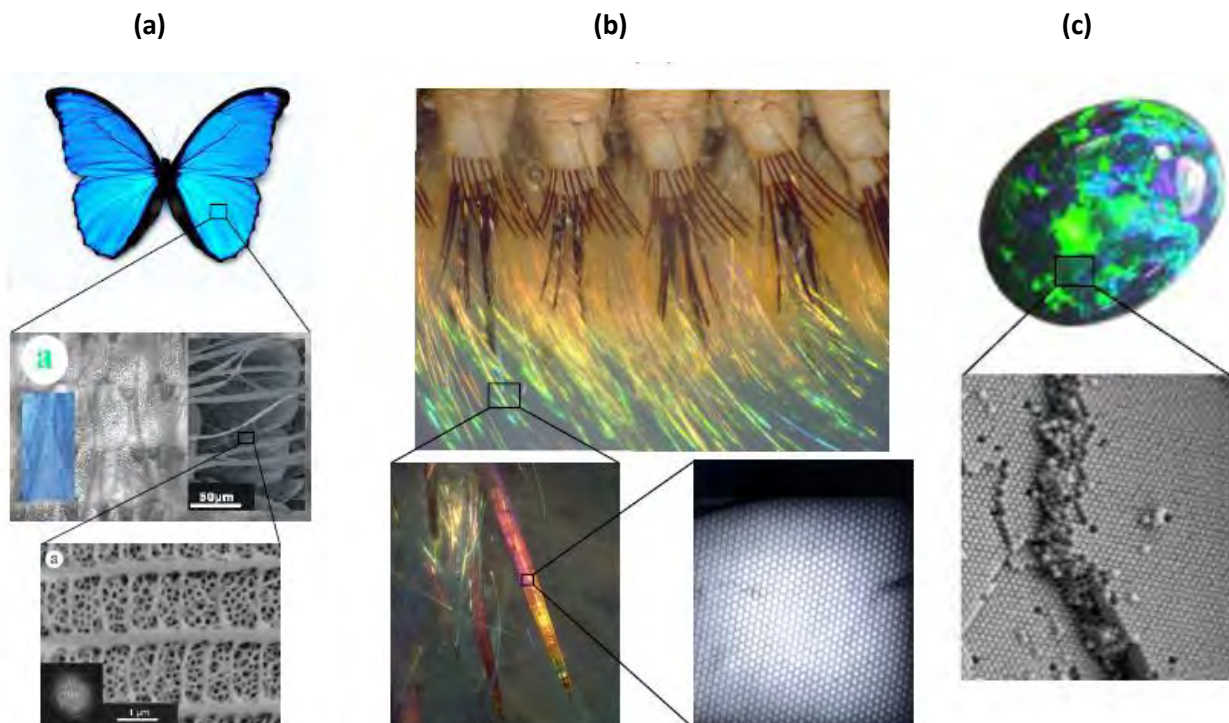


Figure I.2 :« Exemples de cristaux photoniques naturels ». Ces structures de périodes submicroniques apparaissent chez certaines espèces animales et minérales comme les papillons nommés *Princeps nireus* (a), les souris de mer *Aphrodita* (b) et les opales (c) [8].

I-3-Analogie électron- photon

Grâce à leur structuration périodique, les cristaux photoniques offrent la perspective de contrôler le flux de photons, Comme des semi conducteurs où le potentiel cristallin périodique impose les propriétés de conduction des électrons. Cette analogie électron-photon résulte de la similitude entre l'équation de Schrödinger régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel électrostatique périodique et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique ϵ périodique.

L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde Ψ d'un électron dans un potentiel V s'écrit [8,9].

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

Où U est l'énergie de l'électron, m sa masse.

Un cristal est un matériau solide constitué d'un arrangement périodique d'atomes. Cela se traduit par la périodicité du potentiel $V(r)=V(r + R)$ pour tout vecteur R du réseau de Bravais. La forme des états propres nous est alors donnée par le théorème de Bloch [10,11] :

$$\begin{aligned} \psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}) &= e^{i\vec{k}.\vec{r}} u_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \\ u_{n,\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}) &= u_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \end{aligned}$$

Où \vec{k} est le vecteur d'onde.

Le calcul des états propres revient donc à calculer les $u_{n,\vec{k}}$ pour tout K , $u_{n,\vec{k}}$ peut être développé sous forme d'une série de Fourier, $u_{n,\vec{k}} = e^{i\vec{k}.\vec{r}} \sum_G V(\vec{G})e^{i\vec{G}.\vec{r}}$ et \vec{G} étant une combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau réciproque $V(\vec{G})$.

L'équation de propagation d'une onde électromagnétique monochromatique dans un matériau est : $(\nabla^2\vec{E}(\vec{r})) = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(r)\vec{E}(r)\dots\dots\dots (I.2)$

La périodicité de la constante diélectrique $\epsilon(r) = \epsilon(r + R)$ permet d'appliquer le théorème de Bloch et on a alors des solutions de la forme :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{n,\vec{k}}(\vec{r}) &= e^{i\vec{k}.\vec{r}} \vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \\ \vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}) &= \vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \end{aligned}$$

Le vecteur propre $\vec{E}_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ est caractérisé par un vecteur d'onde \vec{k} et s'écrit comme le produit d'une onde plane $e^{i\vec{k}.\vec{r}}$ et d'une série de Fourier, le vecteur propre est aussi appelé mode de Bloch.

L'équation (I.2) est l'analogie formel de l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal, $\vec{E}(r)$ étant l'analogie électronique de la fonction d'onde électromagnétique $\psi(r)$ et $\epsilon_r(r)$ celui du potentiel atomique $V(r)$ [12].

I-4-Cristal photonique unidimensionnel

Dans cette partie, nous introduisons les propriétés élémentaires des cristaux photoniques par l'intermédiaire de la structure périodique la plus simple : le miroir de Bragg. Nous verrons des généralités sur les cristaux photoniques unidimensionnels et le mécanisme d'ouverture de bande interdite photonique (BIP).

I-4-1-Miroir de Bragg (cristal photonique unidimensionnel)

Les cristaux photoniques unidimensionnels sont obtenus par un empilement de couches d'indices diélectriques différents. (Figure I.3). Ces structures sont composées de l'alternance périodique dans une seule direction de l'espace de deux milieux diélectriques de constantes diélectriques respectives ϵ_1 et ϵ_2 . Les mécanismes de formation de bandes interdites sont à rapprocher des processus cohérents de diffraction de Bragg dans un système périodique [13,14]. L'exemple le plus simple pour appréhender ces mécanismes est celui du système unidimensionnel d'épaisseur optique $\lambda/4$, où λ étant la longueur d'onde guidée autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation des ondes électromagnétiques sous une incidence normale. Plus communément cet exemple appelé miroirs de Bragg, et que l'on utilise depuis un certain temps déjà dans les cavités DBR (Distributed Bragg-Reflector) [15], les filtres optiques [16].

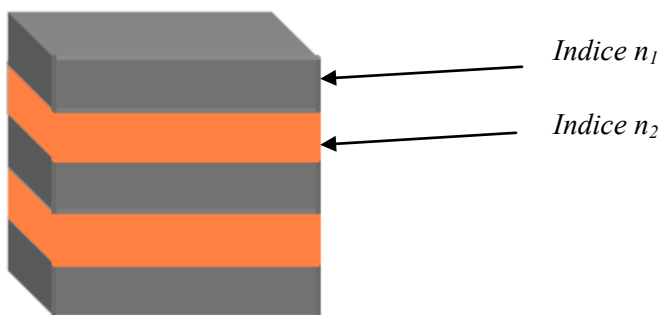


Figure I.3 : Schéma d'un cristal photonique unidimensionnel

I-4-2-Ouverture d'une bande interdite

Pour décrire la propagation de la lumière dans un miroir de Bragg, considérons une onde plane qui se propage avec un vecteur \vec{k} à incidence normale. Le miroir de Bragg est constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 et de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$). La période est $a = a_1 + a_2$ dans la direction de l'empilement (Fig. I.4(a)).

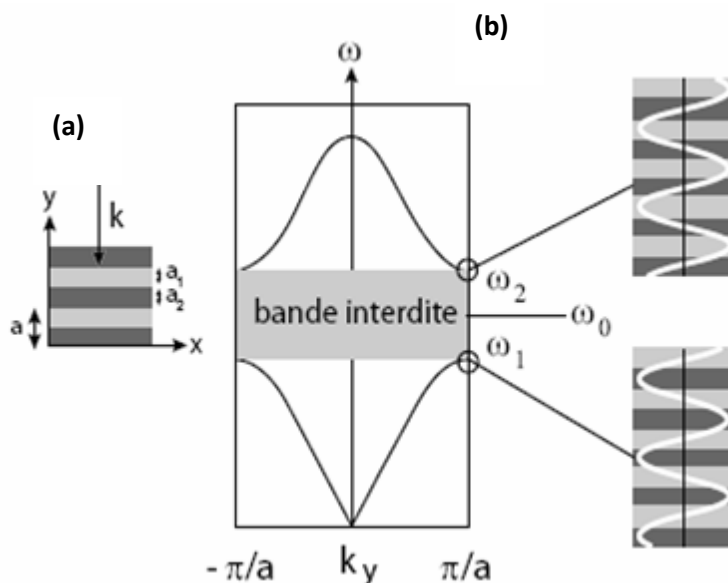


Figure 1.4: (a) Représentation schématique d'un miroir de Bragg, (b) Relation de dispersion d'un cristal photonique unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence normale: une bande d'énergie interdite apparaît en bord de zone de Brillouin [18].

A Chaque nouvelle cellule du réseau direct, l'onde est partiellement réfléchi. Le déphasage entre deux ondes réfléchies successivement est $2ka$. Tant que le déphasage $2ka$ est très différent de 2π , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. Au bord de zone de Brillouin, \vec{k} se rapproche de π/a et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur \vec{k} donne naissance à une onde réfléchi de vecteur d'onde $-\vec{k}$. La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie ω_0 engendrant deux états propres d'énergies distinctes ω_1 et ω_2 . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande interdite en fréquence pour une propagation dans la direction normale à l'empilement. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ($n_1a_1 = n_2a_2$), la largeur $\Delta\omega$ de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [17] :
$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (I.3)$$

Où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques.

La largeur de la bande interdite est d'autant plus faible que le contraste d'indice diminue. En bord de la première zone de Brillouin les modes optiques propres de la structure sont stationnaires: l'énergie électromagnétique du mode d'énergie ω_1 se concentre dans la couche de haut indice tandis que celle du mode d'énergie ω_2 se concentre dans la couche de bas indice. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont appelées respectivement bande d'air et bande diélectrique.

I-4-3-L'incidence oblique

Lorsque l'onde se propage à une incidence oblique φ la situation devient un peu plus complexe (Fig. I.5(a)). Considérons la même structure que décrite précédemment, avec ω_0 le centre de la bande interdite: aucune onde ne peut se propager sous incidence normale à cette fréquence dans la structure. Pour une propagation sous incidence oblique à un angle φ , l'épaisseur optique apparente des couches change: en première approximation, l'onde voit maintenant une période de $a/\cos \varphi$ au lieu de a . La bande interdite se décentre à une autre énergie $\omega_0(\varphi) \neq \omega_0$ et à un autre vecteur d'onde $k \neq \frac{\pi}{a}$ (Fig.I.5(b) et [10]).

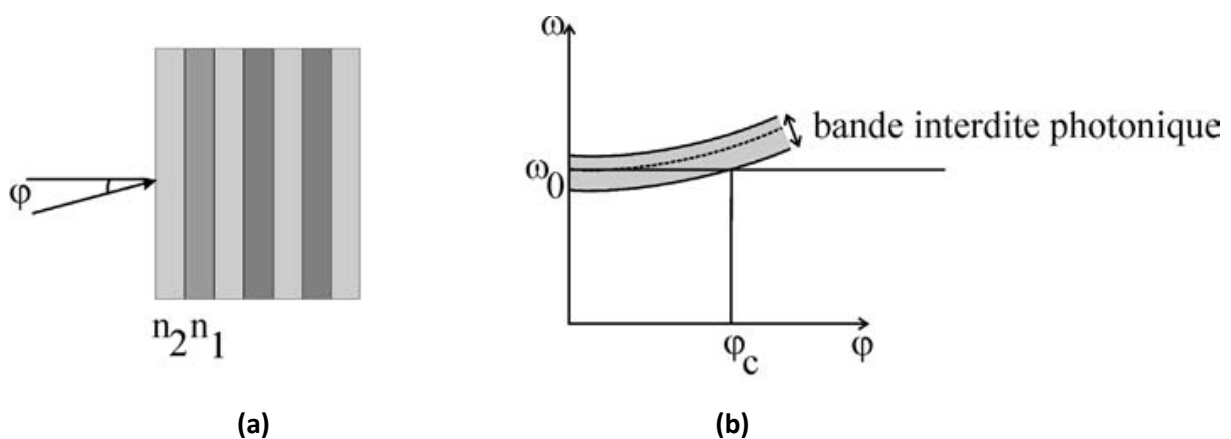


Figure I.5: (a) Propagation à incidence oblique φ à travers d'un miroir de Bragg. (b) Représentation schématique de l'évolution de la bande interdite en fonction de l'angle φ d'incidence; A partir de l'angle critique φ_c les ondes de fréquence ω_0 ne sont plus dans la bande interdite et peuvent alors se propager à nouveau dans la structure.

Tant que l'incidence est faible, $\omega_0(\varphi)$ est suffisamment proche de ω_0 pour que ω_0 soit encore contenu dans la largeur de la bande interdite à incidence oblique. Mais lorsque l'angle d'incidence augmente au delà d'un certain angle φ_c , les bandes interdites ne se recouvrent plus et la propagation de l'onde de fréquence ω_0 est à nouveau autorisée. Le cône d'angle au sommet φ_c est l'ouverture angulaire de la bande interdite: à l'intérieur de ce cône, aucune onde électromagnétique ne peut se propager à la fréquence ω_0 .

Cette approximation est un peu simplifiée. En réalité, il faut tenir compte des polarisations TE et TM de l'onde. Sous incidence oblique, les modes de polarisation TE et TM ne sont plus dégénérés [10].

I-5-Les cristaux photoniques tridimensionnels

La périodicité d'indice de réfraction dans un cristal photonique unidimensionnel permet d'ouvrir une bande interdite photonique, mais cette bande est limitée par la polarisation et de l'angle d'incidence (comme nous avons vu précédemment), dans ce cas là pour avoir une bande interdite complète, un cristal photonique tridimensionnel est indispensable.

Les cristaux photoniques tridimensionnels (CP-3D) constituent la seule classe de structures dont la dimensionnalité permet d'obtenir une bande d'énergie interdite omnidirectionnelle [19], et on peut donc, par ce biais, commander la propagation de lumière selon toutes les directions [21]. Les CP-3D concentrent encore beaucoup d'efforts de recherche. Le premier CP-3D a été fabriqué par K.M Ho et al. [22], Il était formé de sphères de silicium ordonnées sur une structure diamant. Plus tard, en 1991, E. Yablonovitch proposa une structure 3D conçue pour opérer en régime micro-ondes. Cette structure, la Yablonovite, a été fabriquée en perçant des trous dans du plexiglas selon les trois axes $\langle 110 \rangle$ d'une maille diamant (Fig. I.6a) [23]. De nombreuses méthodes de fabrication de structures 3D ont été proposées [20, 24,25]. Nous allons développer, à titre d'exemple, deux d'entre elles:

I-5-1-Structures "Tas de bois"

La structure « tas de bois » [26] est obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium poly cristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l'air (Fig. I.6b) qui a un contraste d'indice suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle.

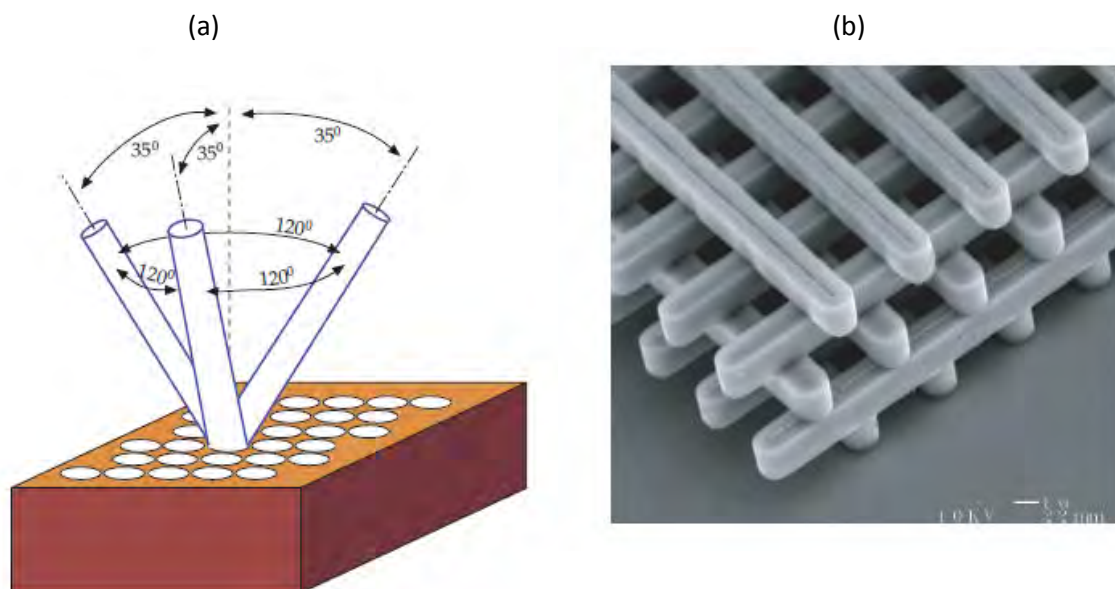


Figure I.6 : (a) Représentation schématique de la Yablonovite, structure 3D de périodicité cfc [27], (b) Image MEB d'un CP3D « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium [26].

I-5-2-Structures "Opale"

Une autre catégorie de CP3D, basée sur l'organisation d'atomes sphériques, a aussi été beaucoup étudiée. Il s'agit des structures en opales et opales inversées [28, 29] (Fig. I.7). Les opales classiques sont obtenues chimiquement par auto-organisation des sphères. La structure inverse est fabriquée à partir de la structure classique par infiltration de matière entre les sphères. Ces sphères peuvent même être remplacées par de l'air en utilisant une gravure chimique. On obtient ainsi une matrice inversée de fort indice dans de l'air. Les opales ont été étudiées notamment pour contrôler l'émission spontanée, ce qui était une des motivations originelles de l'étude des cristaux photoniques [30].

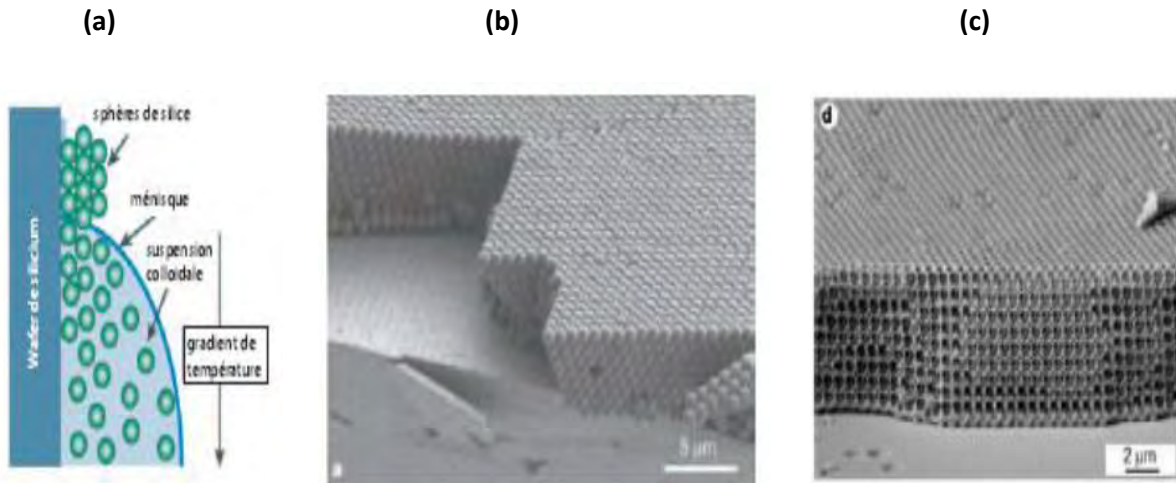


Figure I.7 : (a) Etapes d'un procédé de fabrication d'opales. Des sphères de silices sont forcées de s'auto-organiser sur un substrat de silicium avec l'avancée du ménisque du solvant qui s'évapore. Pour obtenir une opale inversée de silicium, le silicium est infiltré entre les sphères de silice qui sont ensuite remplacées par de l'air en utilisant une gravure humide [28], (b) Image MEB d'une opale auto-organisée [29], (c) Image MEB d'une opale inversée [29].

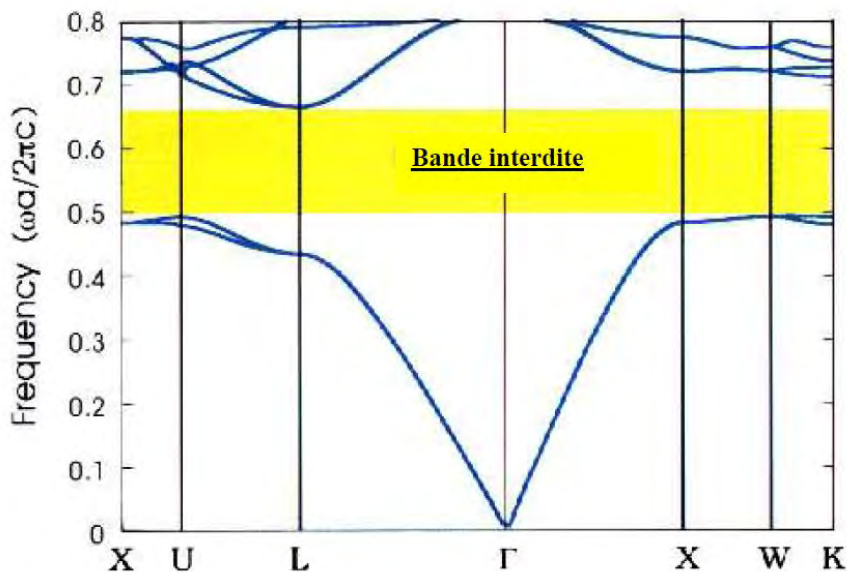


Figure I.8 : Structure de bande d'un réseau diamant de sphères d'air dans un diélectrique à haute permittivité ($\epsilon=13$) [10].

En 1992, Sözüer et al [31] améliore la convergence de la méthode des ondes planes (PWM) et ils obtiennent une bande interdite complète pour la structure CFC à un atome par maille entre la 8eme et 9eme bande.

Sur la figure I.8 une simulation par la méthode des ondes planes de la structure de bande interdite complète d'un réseau diamant de sphères d'air dans un diélectrique à haute permittivité ($\epsilon=13$) est représentée [10]. Cette structure CFC est aussi appelée structure diamant.

I-6-Les cristaux photoniques bidimensionnels

Les cristaux photoniques tridimensionnels posent encore de nombreux problèmes de fabrication, pour cette raison il est intéressant d'étudier les cristaux photoniques à deux dimensions (CP-2D).

Nous parlerons alors de CP-2D, si la périodicité d'un cristal est bidimensionnelle, Ces structures sont infiniment longues dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité [32]. Les cristaux photoniques à deux dimensions, sont composés d'un réseau périodique de trous d'air percés dans un diélectrique (structure connectée) ou de piliers de diélectrique dans l'air (structure déconnectée) (Figure I. 9).

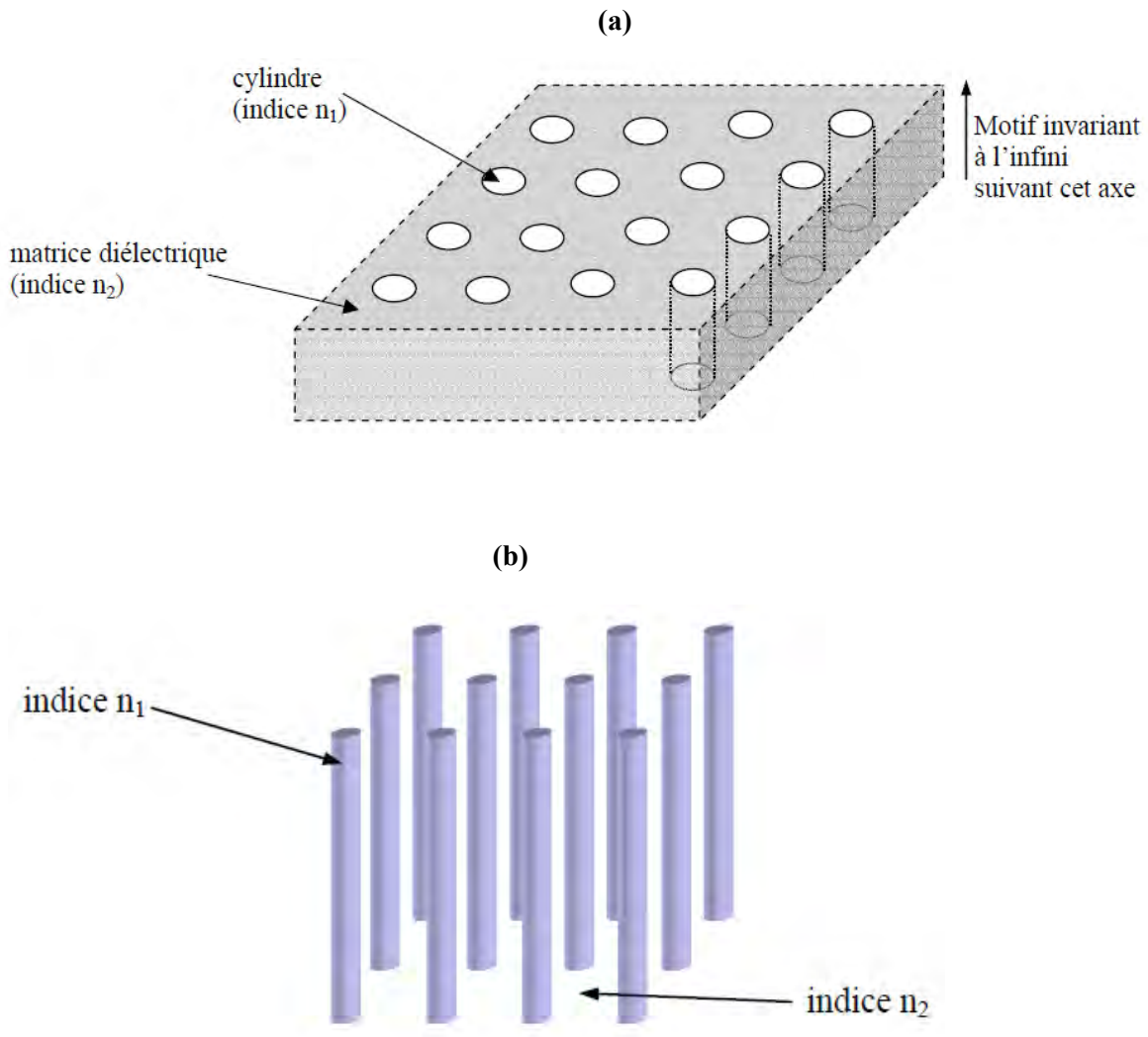


Figure I. 9 : Structures bidimensionnelles : (a) connectée, (b) déconnectée [33].

Les trois réseaux les plus courants pour l'organisation des piliers (ou des trous) sont le réseau carré, le réseau triangulaire et le réseau hexagonal (voir Fig. I.10).

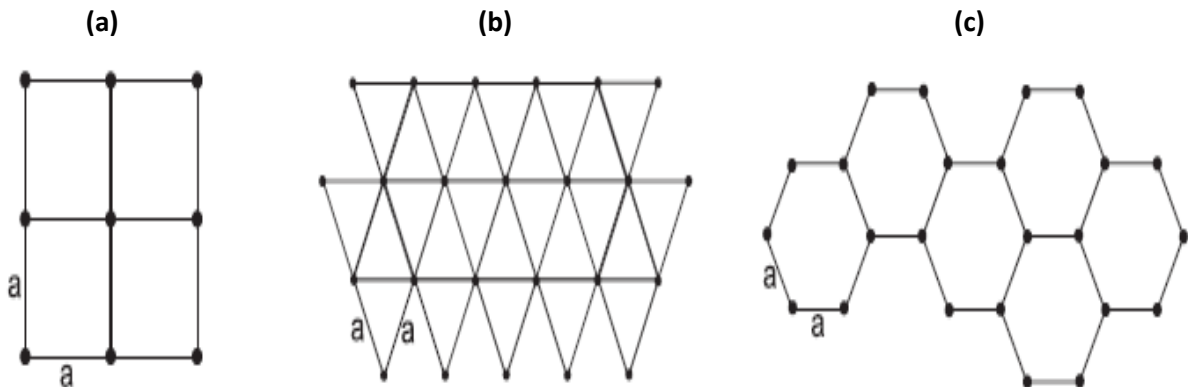


Figure I.10: Structure 2D : (a) Structure carrée, (b) triangulaire et (c) hexagonale [34].

I-6-1- Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin

La représentation de diagramme de bandes se fait pour des composantes du vecteur d'onde variant le long des directions de hautes symétries. Ces points de haute symétrie se trouvent dans la première zone de Brillouin qui fait partie du réseau réciproque.

Le réseau réciproque d'un CP2D est défini à partir du réseau réel par la relation suivante: [35]

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi\delta_{ij} \tag{I.4}$$

Où les a_i et b_j sont les vecteurs des réseaux réel et réciproque, δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Nous pouvons obtenir un réseau réciproque de chaque structure en traçant les lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins, puis on trace les médiatrices de ces segments. On appelle zone de Brillouin irréductible la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque.

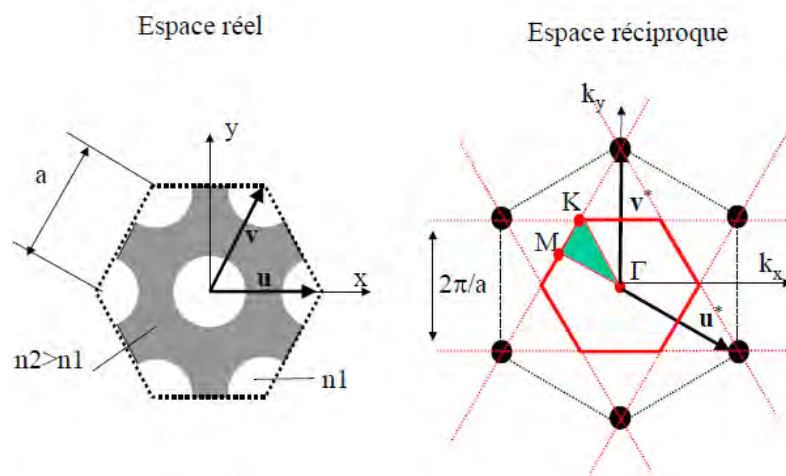


Figure I.11 : Construction de la zone de Brillouin irréductible défini dans réseau réciproque [36].

La figure I-12 donne une représentation graphique du réseau réel et réciproque, de la première zone de Brillouin et de la zone de Brillouin irréductible pour les réseaux 2D carré et triangulaire. Pour le réseau carré, la première zone de Brillouin est un carré (LMNO) dont le centre est le point Γ de coordonnée (0,0). La zone de Brillouin irréductible est alors un triangle communément appelé (Γ XM) dont la surface est 1/8 de celle de la première zone de Brillouin. Dans le cas du réseau triangulaire, les vecteurs du réseau réel ne sont plus colinéaires à ceux du réseau réciproque. La première zone de Brillouin est un hexagone (ABKCDE) et sa zone de Brillouin irréductible est un triangle (Γ MK) dont la surface est 1/12 de celle de la première zone de Brillouin.

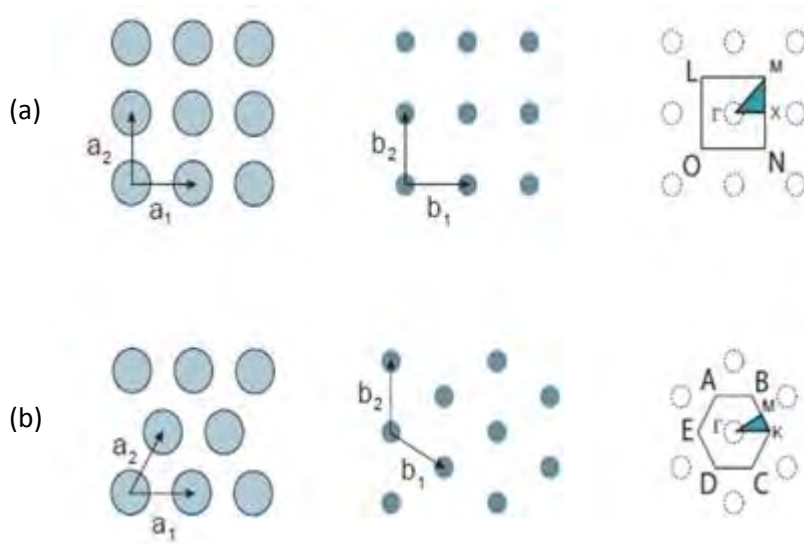


Figure I.12. Réseau réel, réciproque, première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible pour les réseaux 2D (a) carré et (b) triangulaire.

I-6-2- Diagramme de bandes

Pour étudier le diagramme de bandes des CPs-2D, il faut prendre en compte l'influence de la polarisation de la lumière. En effet selon que l'on considère la polarisation Transverse Electric (TE) ou Transverse Magnétique (TM), les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes. En polarisation TM, le champ H est orienté dans le plan de périodicité et le champ E n'a qu'une composante normale au plan. Le champ électromagnétique est ainsi de la forme (H_x, H_y, E_z) , les autres composantes étant nulles. En polarisation TE, les rôles de E et H sont permutés et le champ est de la forme (E_x, E_y, H_z) .

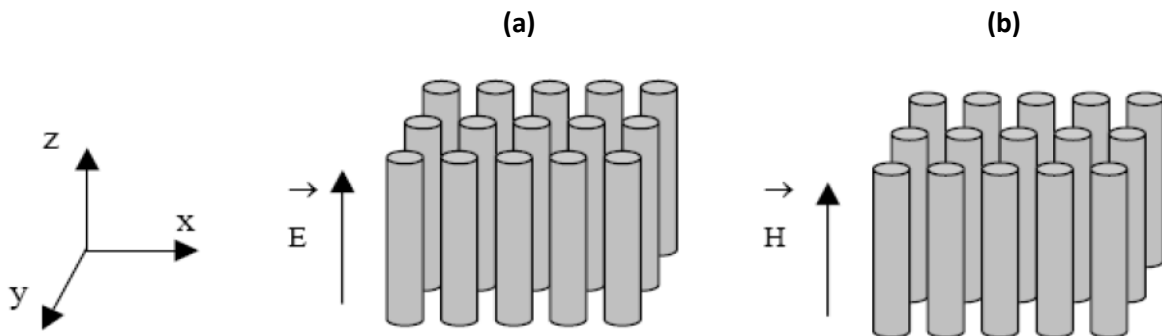


Figure I.13:(a) polarisation Transverse Magnétique (TM), (b) polarisation Transverse Electric (TE) [37].

Le diagramme de bandes représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui ci.

La figure I.14 représente le diagramme de bandes d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice de diélectrique ($\epsilon=12$) et pour un rapport $r/a=0.4$ avec r le rayon des trous et a la période du réseau. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation Transverse Électrique, les bandes en pointillés correspondent aux modes propres ayant une polarisation Transverse Magnétique. Une large bande interdite photonique est visible pour la polarisation TE et une plus réduite pour la polarisation TM [38].

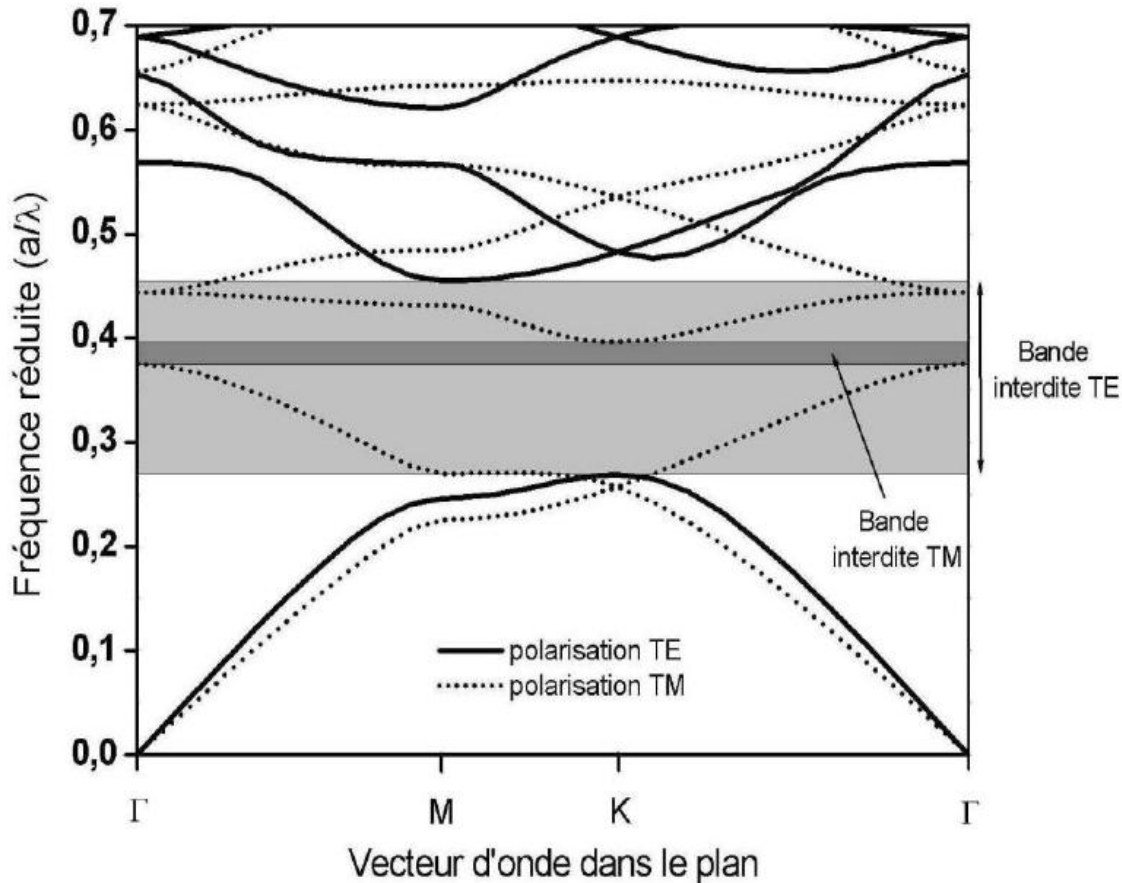


Figure I.14 : Diagramme de bandes d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire.

I-6-3- Loi d'échelle

Dans la figure précédente, Le diagramme de bandes représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui ci. Le diagramme de bandes est représenté en unités réduites. En effet, la loi d'échelle permet de transposer les propriétés d'un cristal photonique à tous les domaines de fréquences pourvu que la période et la longueur d'onde soient modifiées dans les mêmes proportions. Par conséquent si on crée un cristal à partir d'un autre cristal par multiplication de ses dimensions par un facteur s réel. Leurs propriétés peuvent donc obtenus à partir du celles de cristal initial par la transformation de λ à $s.\lambda$. dans les cristaux photoniques le diagramme de bandes est généralement représenté en unités normalisées par la période du réseau réel a . on peut noter ω_r et k_r la fréquence et vecteur d'onde normalisés,

Avec [39]:

$$\omega_r = \omega \frac{a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} \quad (\text{I.5})$$

$$k_r = k \frac{a}{2\pi} \quad (\text{I.6})$$

Où c la célérité de la lumière dans le vide, ω et k la pulsation et le vecteur d'onde.

I-6-4- Contraste d'indice

Le rapport entre l'indice de réfraction de la matrice diélectrique et l'indice de réfraction des motifs constituant le réseau, s'appelle le contraste d'indice [34,38].

Pour une structure unidimensionnelle, le contraste d'indice est donné par :

$$\delta = \frac{n_H}{n_L} \quad (\text{I.7})$$

n_H : l'indice de réfraction de la couche diélectrique de haut indice.

n_L : l'indice de réfraction de la couche diélectrique de bas indice.

Pour une structure bidimensionnelle, le contraste d'indice est la différence entre les indices du milieu et des motifs.

I-6-5- Facteur de remplissage

Le facteur de remplissage pour un réseau unidimensionnel est le rapport entre l'épaisseur de la couche diélectrique de haut indice et la période du réseau.

$$f = \frac{e_H}{e_H + e_L} \quad (\text{I.8})$$

Pour le réseau bidimensionnel, Le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [34,40, 41].

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{maille élémentaire}}} \quad (\text{I.9})$$

Dans le cas de motifs circulaires de rayon r dans un cristal carré de période a , on peut définir le facteur de remplissage dans l'air comme suit :

$$f = \pi \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (\text{I.10})$$

Dans le cas de motifs circulaires de rayon r dans un cristal triangulaire de période a , le facteur de remplissage dans l'air est le suivant:

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (\text{I.11})$$

I-6-6- Carte des bandes interdites

Une carte des bandes interdites montre la position de la bande interdite en fonction du facteur de remplissage f . Elle donne un aperçu des possibilités de confinement de la lumière. La figure I.15 montre une carte des bandes interdites (en polarisation TE et TM) d'un cristal photonique. Pour le réseau carré, les bandes interdites en polarisation TE et TM s'ouvrent respectivement pour $f = 35\%$ et $f = 50\%$ [40]. Pour le réseau triangulaire, elles s'ouvrent respectivement pour $f = 11\%$ et $f = 63\%$ [40]. La région de bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM et se situe dans la fenêtre d'énergie $u = 0.37-0.56$. Le réseau triangulaire est généralement plus exploité que le réseau carré: les bandes interdites TE sont plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles.

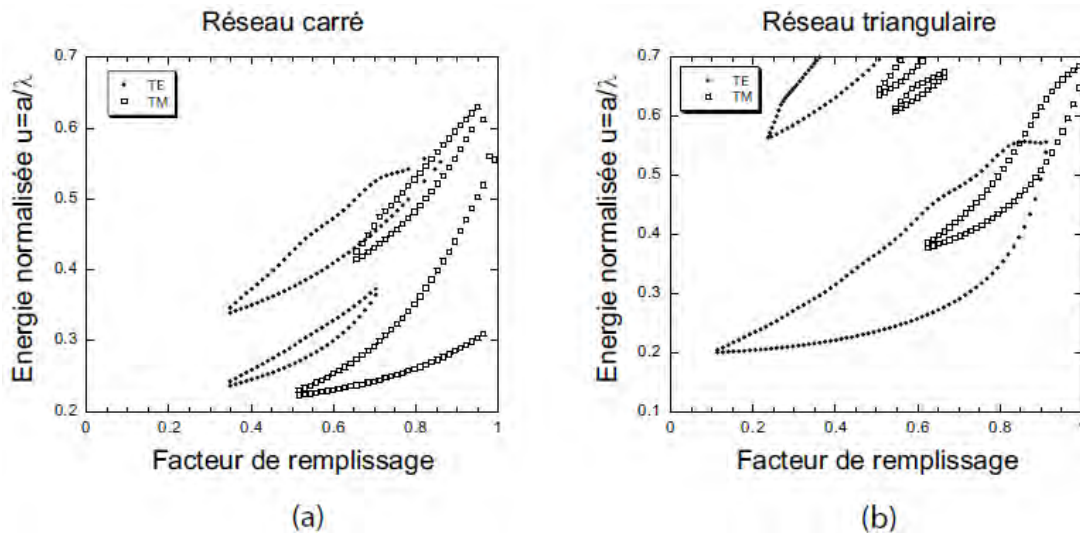


Figure I.15: Carte des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 11,4$): (a) réseau carré, (b) réseau triangulaire [40].

I-7- Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires

Le cas idéal d'un cristal bidimensionnel : périodique dans le plan (Oxy) et infiniment long dans la direction (Oz) et possède une bande interdite photonique dans le plan (Oxy) n'existent pas dans la réalité. En pratique, les cristaux photoniques 2D réels ont une dimension verticale finie et non pas infinie. Concrètement, le confinement dans la troisième direction est assuré en travaillant en géométrie guide d'onde. Les motifs sont gravés dans un guide d'onde classique constitué d'une couche guidante de haut indice entourée de couches de bas indice. Ainsi, les pertes dans la direction verticale sont minimisées. La lumière est alors confinée horizontalement par le cristal photonique et verticalement par guidage réfractif. Cette solution est une bonne alternative à l'utilisation de cristaux photoniques 3D difficiles à fabriquer. Ces structures sont communément appelés cristaux photoniques bidimensionnels planaires (Fig. 1-16).

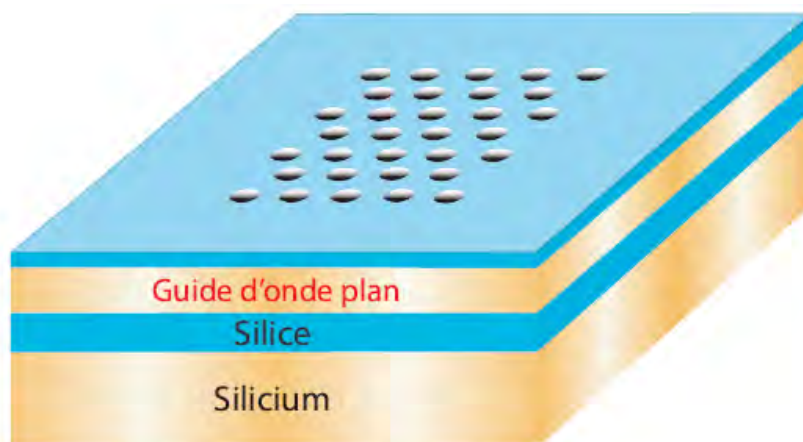


Figure I.16. Représentation schématique d'un CP2D planaire fabriqué dans un guide plan de silicium entre deux couches de silice, le tout sur un substrat de silicium [35].

I-7-1- Structuration verticale et parités des modes

L'exemple de diagramme de bandes présenté pour les cristaux photoniques bidimensionnels infinis n'est maintenant plus valable. On définit alors la notion de **cône de lumière** qui marque la limite entre les longueurs d'onde qui seront réfléchies à l'interface couche guidante/couche de confinement (la lumière restera alors dans la couche de guidante) et celles qui seront réfractées (la lumière sortira du cristal). Les modes situés sous la ligne de lumière sont des modes parfaitement guidés qui restent confinés dans le plan, alors que les modes situés au-dessus de la ligne de lumière peuvent se coupler au continuum des modes rayonnés qui sont des modes totalement délocalisés. Les modes situés au-dessus de la ligne de lumière perdent de l'énergie dans la troisième direction au cours de leur propagation et sont donc des modes à pertes (ou quasi-guidés). De par l'épaisseur finie de la couche guidante en géométrie guide d'onde, les polarisations ne sont plus totalement découplées. On ne peut donc plus parler strictement de polarisations TE ou TM. On peut cependant classer les modes selon leur symétrie par rapport au plan médian de la couche guidante. Si le guide planaire est symétrique verticalement, les modes seront soit pairs (symétriques), soit impairs (antisymétriques). Ces deux groupes de modes sont totalement indépendants et ne peuvent pas se coupler entre eux. Il faut cependant noter que le mode pair fondamental a une distribution verticale caractérisée par un champ E majoritairement dans le plan. Le mode pair fondamental a donc un comportement très proche d'un mode purement TE. D'ailleurs dans le plan médian de la couche, ce mode est purement TE. Pour désigner les modes pairs (even en anglais), on parlera alors de modes **quasi-TE**. Suivant le même raisonnement, on parlera de modes **quasi-TM** pour qualifier les modes impairs (odd en anglais).

I-7-2-Diagramme de bandes

Le Diagramme de bandes des modes guidés du cristal photonique sur membrane (calcul 3D) est effectué pour un réseau triangulaire de trous d'air et un facteur de remplissage de 50% (Fig. I.17). L'épaisseur du guide d'onde est un paramètre crucial pour appréhender les caractéristiques de dispersion d'une structure donnée. La prise en compte de l'épaisseur nécessite en toute rigueur un vrai calcul 3D [42]. Nous présentons le résultat d'un calcul onde plane 3D en configuration guide d'onde.

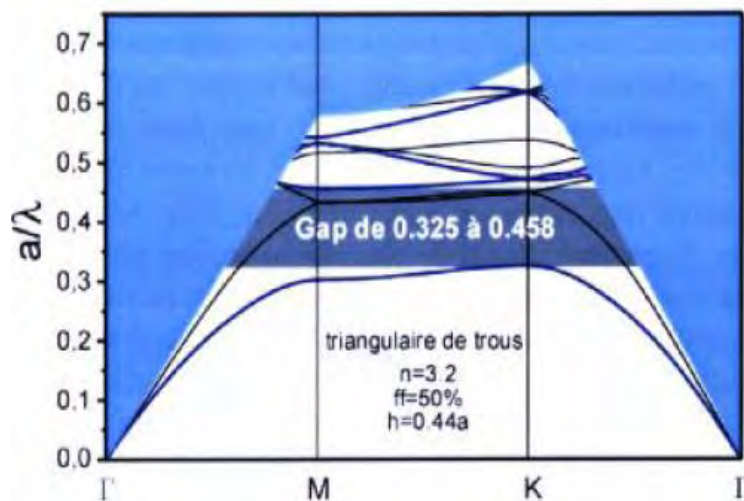


Figure I.17 : Diagramme de bandes des modes guidés du cristal photonique sur membrane (calcul 3D) pour un réseau triangulaire de trous d'air et un facteur de remplissage de 50%. Les modes pairs (courbes bleues) présentent une bande interdite à la différence des modes impairs (courbes noires). La zone bleue désigne le cône de lumière [43].

Le diagramme de bandes sur membrane d'épaisseur $0.44a$ est reporté sur la figure I.17, Seuls ont été reportés les modes guidés (sous le cône de lumière représenté en bleu uniforme). Il est à noter que l'on observe, par rapport au calcul 2D, un décalage prévisible de tous les modes guidés vers les hautes fréquences.

La raison principale réside dans le fait que les modes guidés, même s'ils sont bien confinés dans le guide, ont toujours une extension non négligeable dans l'air.

La bande interdite pour le mode pair fondamental (quasi-TE en bleu sur le dessin) s'étend cette fois-ci entre 0.325 et 0.458. En revanche, les modes impairs (quasi-TM en noir sur le dessin) n'exhibent pas de bandes interdites.

De façon générale, nous pouvons distinguer trois types de modes dans ce genre de structure de hauteur finie [38] :

-Les modes parfaitement guidés qui ont une durée de vie infinie : ce sont sous le cône de lumière. Ils ne peuvent pas se coupler aux modes radiatifs et sont théoriquement sans pertes. Ils sont dus à l'indice effectif plus élevé de la couche par rapport à son environnement.

-Les modes que nous appelons des « résonances », qui sont des modes quasiguidés, fortement localisés dans le guide d'onde, mais qui ont la possibilité de se coupler aux modes rayonnés. En fait, ce sont les modes du cristal photonique bidimensionnel de hauteur infinie qui se trouvent maintenant dans le cône de lumière.

-Les modes rayonnés qui constituent le continuum des modes complètement délocalisés qui se propagent à l'extérieur et « à travers » la structure.

I-7-3-Approche membrane ou substrat

On peut distinguer deux types de CP2D planaires, suivant le contraste d'indice entre la couche guidante et le substrat. Dans ce paragraphe, nous allons décrire deux approches envisageables pour réaliser le confinement vertical et pour limiter les pertes potentielles dans la troisième direction. Ces deux approches sont respectivement l'approche membrane et l'approche substrat.

I-7-3-a- Approche membrane (Fort contraste d'indice)

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.18). Un fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limite les pertes de propagation.

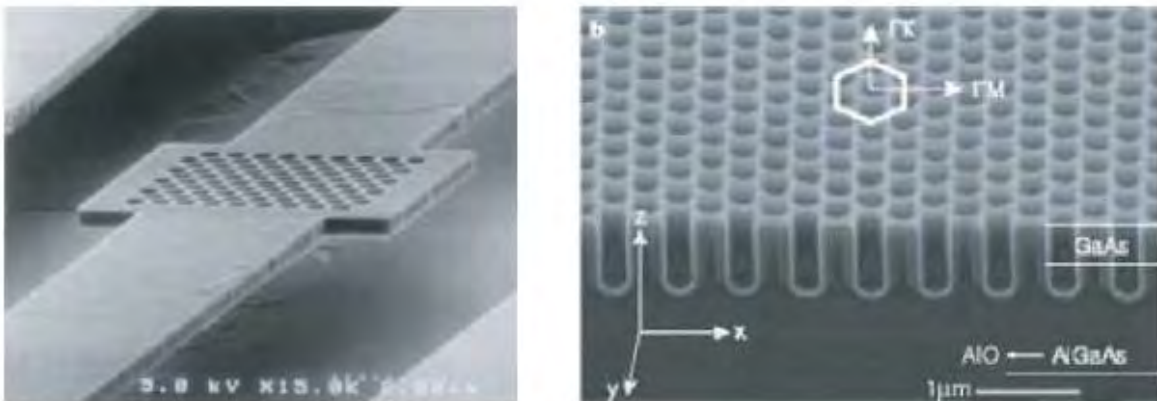


Figure I.18 : Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical: (a) Membrane suspendue dans l'air d'épaisseur 270 nm, (b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de $\sim 0.5 \mu\text{m}$, gravés partiellement dans la couche Al_xO_y [44,45].

De plus, la profondeur nécessaire des trous est plus petite que dans le cas des faibles contrastes d'indice (quelques centaines de nanomètres au lieu de plusieurs micromètres), 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 comme les lasers.

I-7-3-b- Approche substrat (Faible contraste d'indice)

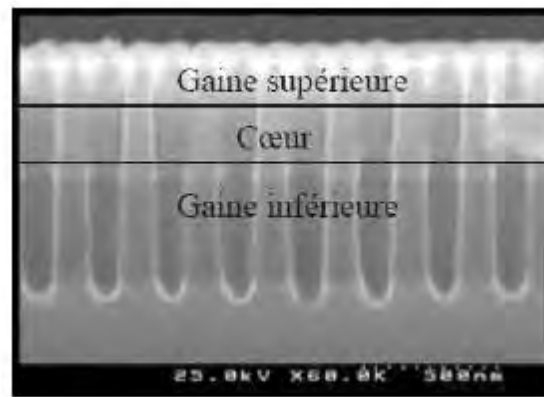


Figure I. 19 : Image Microscope à Balayage Electronique (MEB) d'un cristal photonique gravé dans une hétéro-structure [18].

Si la différence d'indice entre les deux milieux est faible ($\Delta n \approx 0,1-0,2$), on parle d'approche substrat. Dans ce cas, le confinement vertical est faible et les pertes de propagation peuvent être importantes dans certaines situations. L'épaisseur de la couche guidante doit être relativement importante (supérieure au micromètre) pour conserver un guidage monomode.

I-8-Le cristal avec défaut

La majorité des applications des cristaux photoniques tourne autour de la bande interdite photonique. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence de propagation permise à l'intérieur d'une bande de fréquences interdites, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Ces défauts sont obtenus en modifiant localement la périodicité du cristal.

Alors, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique et les champs associés à ces modes sont localisés au niveau de ces défauts. Parmi les défauts possibles dans les CPs, on peut faire la distinction entre les défauts ponctuels qui se comporte comme des micro-résonateurs [46-48], et les défauts linéaires permettant de réaliser un guidage diffractif des ondes [49-51].

I-8-1- Défauts ponctuels

I-8-1-1-Défauts dans un cristal photonique unidimensionnel

Dans un cristal photonique unidimensionnel le fait de rompre la périodicité de la structure ou d'introduire un défaut permet, par exemple, d'autoriser la propagation d'une onde de fréquence ω_0 comprise dans la bande interdite photonique. Des filtres très sélectifs peuvent être ainsi réalisés. Une simple couche plus épaisse que les autres dans la structure, peut constituer ce défaut (Fig. I.20).

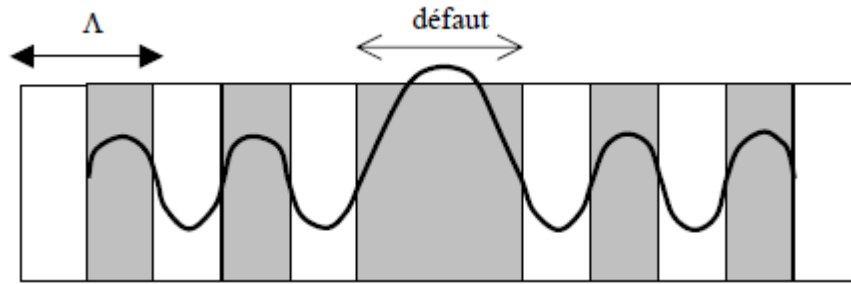


Figure I.20. Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut [37].

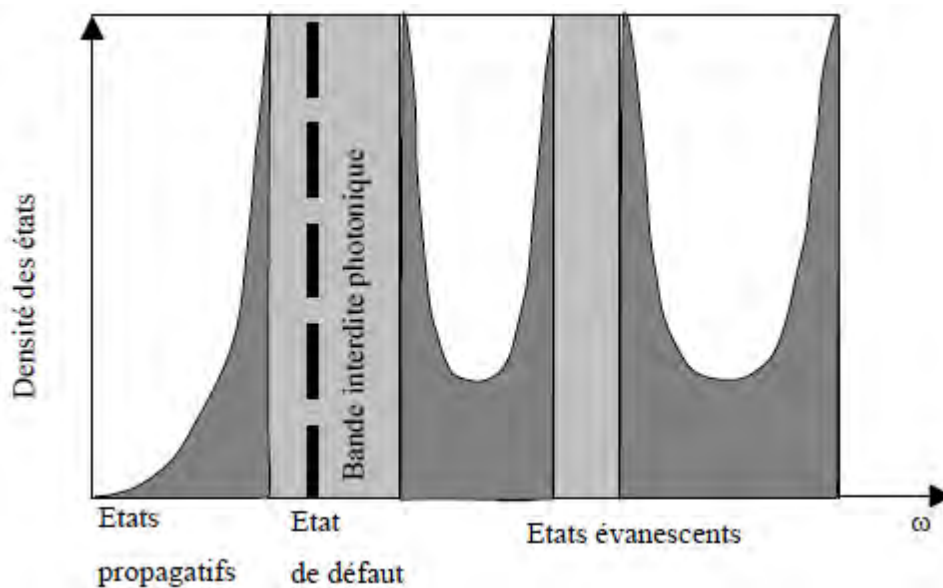


Figure I.21. Division de l'espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescents. Dans ce schéma, la densité d'états (nombre de modes permis par unité de fréquence) est nulle dans les bandes interdites du cristal (zone gris clair). Les modes ne peuvent exister dans ces régions que s'ils sont évanescents, et si la périodicité est rompue par un défaut (trait pointillé) [37].

Pour étudier l'influence d'un défaut, on se restreint à l'axe de propagation et on considère un mode dont la fréquence ω appartient à la bande interdite photonique. Il n'y a pas de modes propagatifs à la fréquence ω dans le réseau périodique même si un défaut est introduit dans la structure. La rupture de périodicité nous empêche de décrire les modes du système avec le vecteur d'onde k , mais il est possible de déterminer si une certaine fréquence peut supporter des états propagatifs dans le reste du cristal. Dans ce cas, on peut diviser en espaces de fréquence les régions dans lesquelles les états sont propagatifs ou évanescents, ce qui est illustré figure I.21.

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

I-8-1-2-Défauts dans un cristal photonique bidimensionnel

Il existe de multiples manières de créer des défauts ponctuels dans les cristaux photoniques. On peut aussi procéder au retrait, à l'ajout ou à la modification d'un ou plusieurs motifs du cristal. Pour reprendre la terminologie de la physique du solide, on réalise alors des défauts lacunaires ou de substitution (Figure I.22). Dans tous les cas de cette figure, on crée des cavités optiques dont les modes de résonances vont venir se positionner en énergie au sein des bandes interdites du cristal [52].

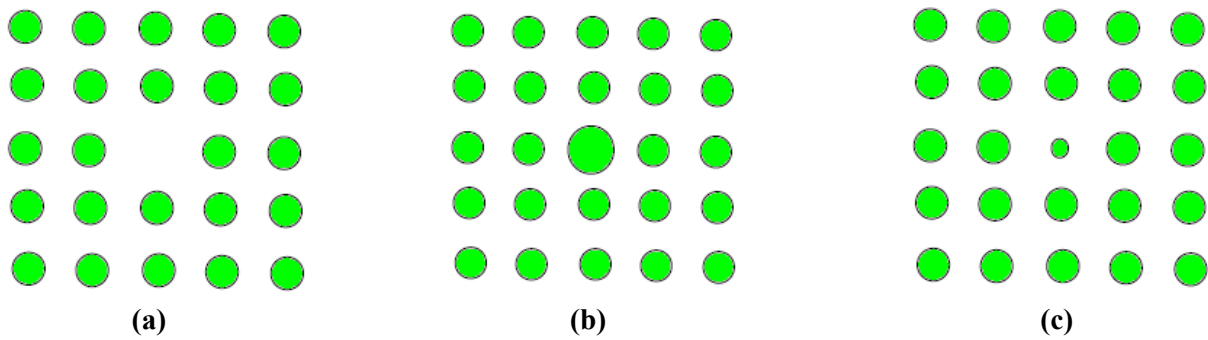


Figure I. 22 : Défauts ponctuels : (a) Défaut lacunaire, (b) et (c) Défauts de substitutions.

Nous distinguerons deux types de cavités : les cavités H_n correspondant à l'omission d'un hexagone de n trous de côté, qui seront très largement étudiées, et les cavités linéiques qui consistent en l'omission de plusieurs trous alignés [34].

Tous ces défauts donnent naissance à des états permis dans la BIP. La figure I.23 représente le diagramme de bandes obtenu en 2D pour un défaut constitué d'un seul trou manquant (aussi appelé H_1). On remarque l'apparition dans la BIP d'une énergie permise correspondant à la longueur d'onde de résonance d'un mode dans cette microcavité.

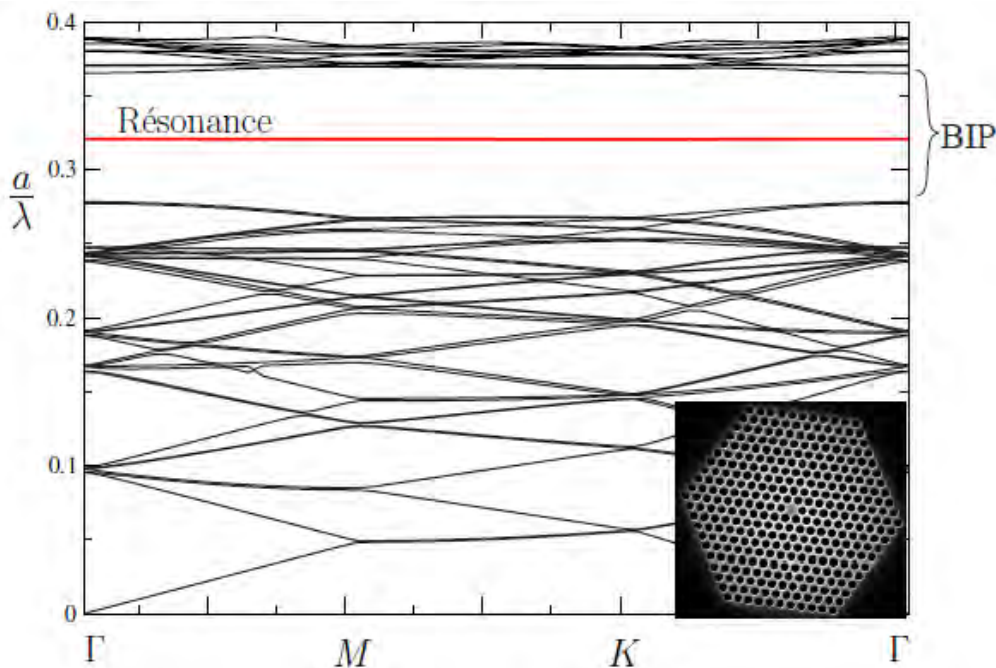


Figure I.23 : Diagramme de bandes 2D d'une cavité H_1 en polarisation TE. Une bande correspondant à une résonance de la cavité apparaît dans la BIP. L'image MEB de la cavité H_1 est présentée en insert [53].

I-8-1-3-Défauts dans un cristal photonique tridimensionnel

Les défauts dans les cristaux photoniques (CPs) tridimensionnels sont obtenus de la même manière que pour les CPs 1D et 2D. Si on ajoute un élément dans le CP, on obtient un défaut donneur ou défaut de diélectrique. Inversement si on supprime un élément, on réalise un défaut accepteur ou défaut d'air. Les défauts localisés dans les CPs 3D permettent de localiser l'onde électromagnétique selon les trois directions de l'espace. On forme de cette manière une cavité.

Cette structure présente un intérêt considérable en optique car il est impossible de réaliser des cavités métalliques faibles pertes comme en micro-onde [54]. La figure I.24 représente les modes localisés des deux types de défauts dans la Yablonovite.

Comme dans le cas 1D, le degré de dégénérescence des modes donneurs est supérieur aux modes accepteurs.

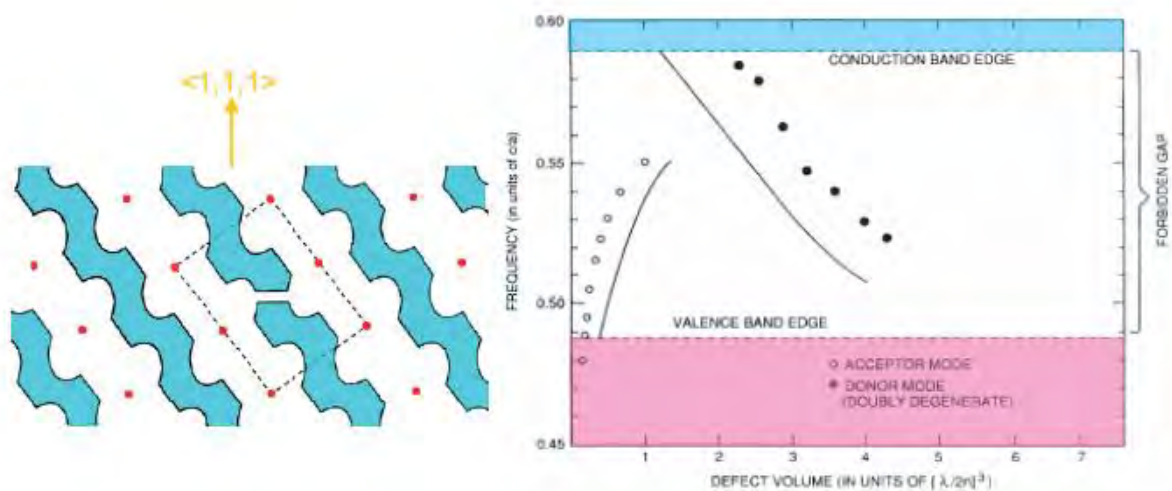


Figure I.24 – Défaut localisé dans la Yablonovite [55].

I-8-2-Défauts étendus

Un attrait majeur de ces structures repose sur l'insertion contrôlée de défauts au sein du cristal lors de sa fabrication [36].

Les défauts étendus sont obtenus en modifiant les cylindres ou les trous sur plusieurs sites voisins. Il existe trois types de défauts étendus, défauts 1D, 2D et 3D. Ils ne peuvent être obtenus que dans les cristaux de dimensions au moins équivalentes. Les défauts étendus de dimension 1D sont appelés aussi défauts linéiques et peuvent servir de guides d'ondes ou de cavités lasers. Ils sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études [10,56]. Les défauts 2D et 3D sont constitués d'une suite de guides 1D, orientés dans des directions différentes de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins optiques possibles à l'intérieur du cristal.

Les modes électromagnétiques associés aux guides d'onde sont des modes confinés dans le guide et qui peuvent se propager le long de ce guide et avec les parois parfaitement réfléchives. De cette façon on peut dévier le chemin de la lumière. Les réalisations expérimentales ont été effectuées par [57, 58] sur le type 1D. On l'illustre sur la figure I.25 pour un cristal 2D, dont on a enlevé quelques tiges, en formant un virage.

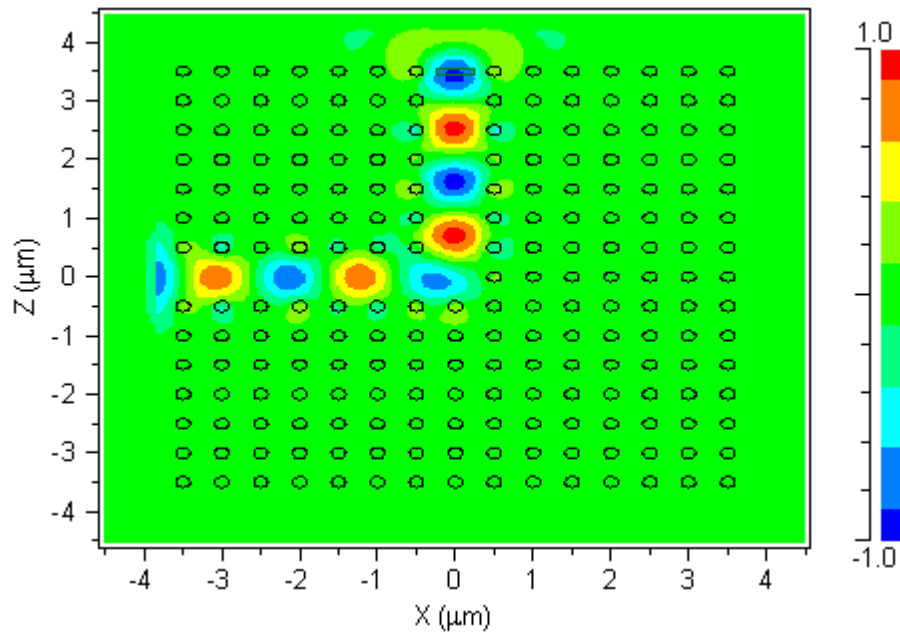


Figure 1.25: Illustration de la propagation du champ dans un cristal à défaut linéaire [34].

I-9- 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 [59] jusqu'en 1997 où une première démonstration expérimentale de transmission a été faite dans le domaine des micro-ondes [60] puis en technologie macro poreux dans l'infra rouge [61]. 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 [62].

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 I.26). 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.

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.

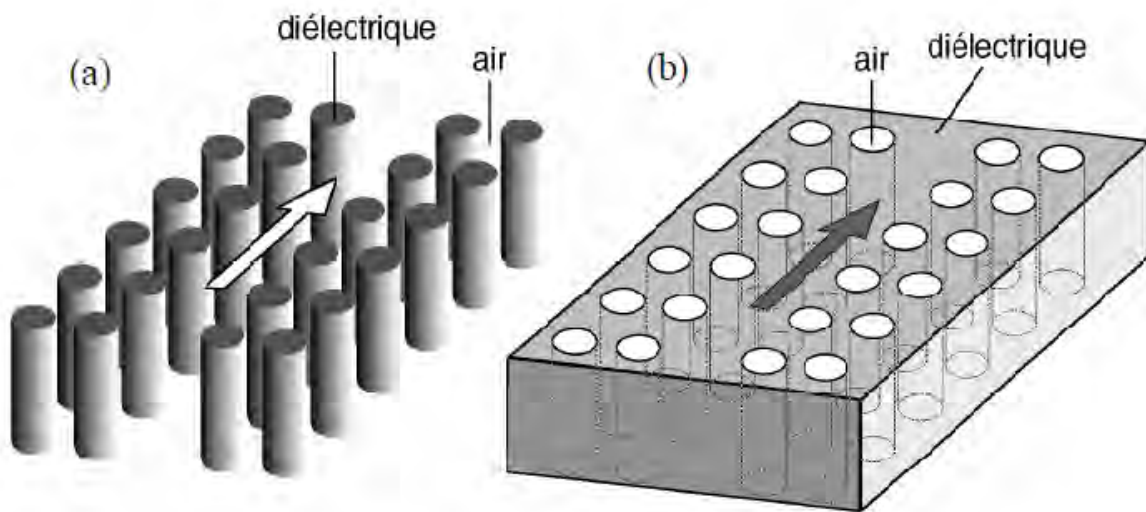


Figure I.26 : Schéma d'un guide d'onde défini (a) dans un réseau bidimensionnel de tiges de diélectriques et (b) dans un réseau de trous d'air.

I-9-1- 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 (CP).

Nous avons considéré uniquement des guides définis par l'omission d'une ou plusieurs rangées de trous selon une orientation donnée. Par convention, nous appellerons un guide W_i , un guide défini par l'omission de i rangées de trous. A titre d'exemple, la figure I.27 illustre un guide W_5 dans les mailles carrée et triangulaire selon les orientations ΓK et ΓM en considérant un paramètre de maille a identique. L'omission des 5 rangées de trous, représentée par des cercles évidés sur la figure, constitue le guide d'onde. La largeur du guide dépend de la maille et de la période a du CP [63].

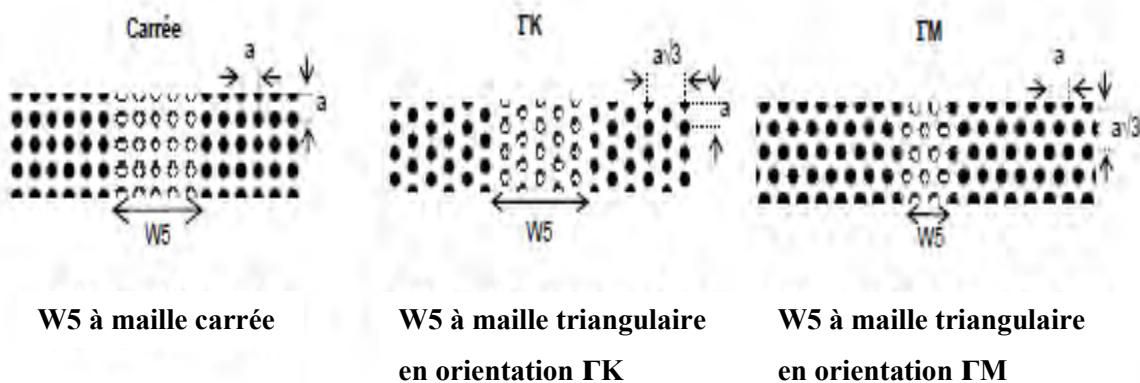


Figure I.27 : Schéma de guides W_5 pour différentes géométries et orientations de mailles [63].

I-9-2- 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 du type A (Figure I-28(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 I.28(b)).

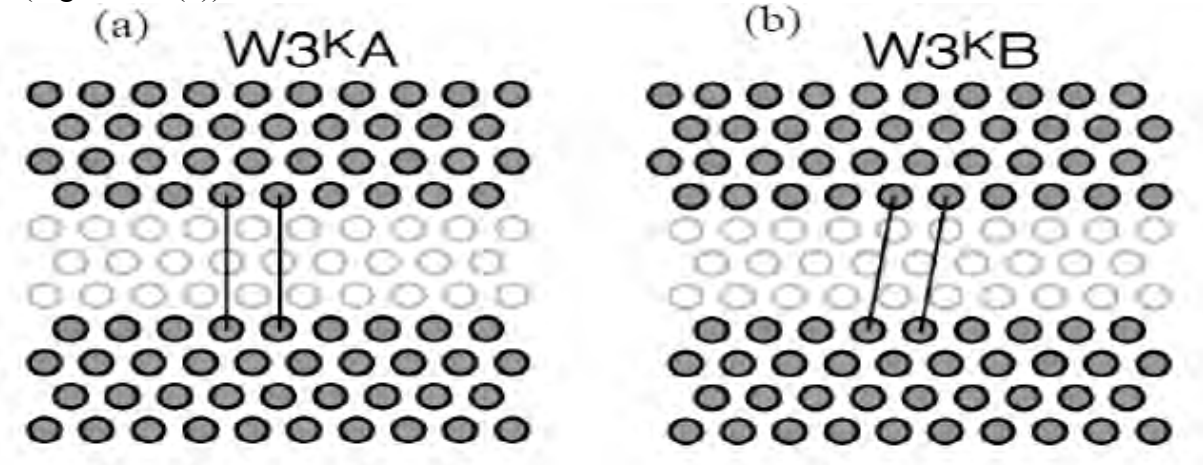


Figure I-28 : exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air (a) de type A et (b) de type B.

I-9-3- 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 I.29).

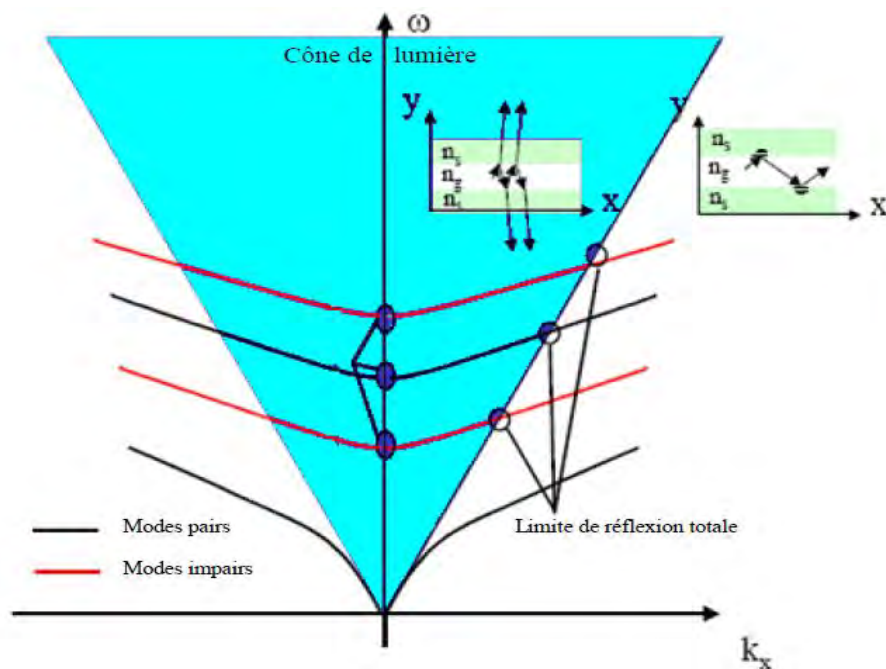


Figure I.29 : Courbe de dispersion schématique d'un guide plan optique [36].

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. Celui-ci peut être vu comme le cône de lumière du cristal photonique (Figure I.30). La périodicité du guide permet de limiter la représentation du diagramme de dispersion à l'intervalle. A la différence du guide classique, une bande interdite apparaît dans ce cône pour $0.425 > a/\lambda > 0.3$, 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.

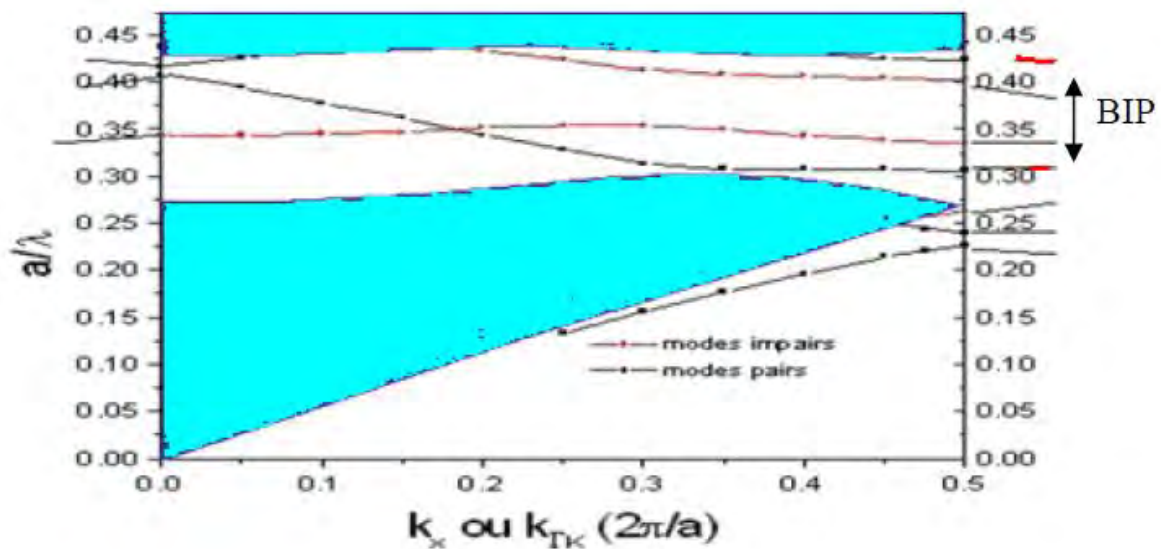


Figure I.30 : Courbes de dispersion d'un guide W1 suivant ΓK . $f = 0.5$. Calcul 2D FDTD en polarisation TM [36].

I-9-4-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 bandes 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 I.31). 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.

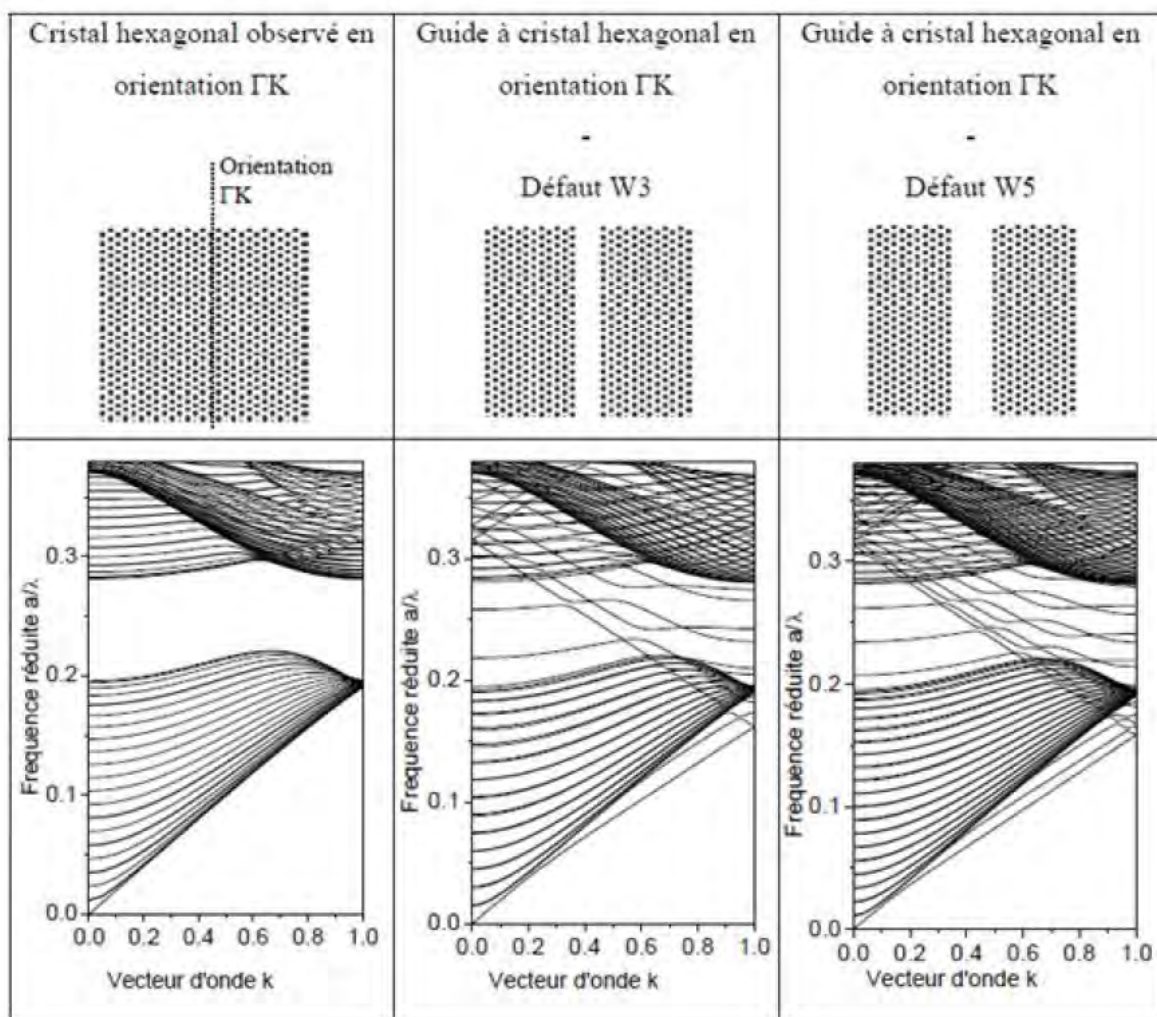


Figure I.31 : Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille hexagonale en orientation ΓK . De gauche à droite : CP sans défaut ; guide W3 ΓK ; guide W5 ΓK [56].

I-9-5- 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 [64].

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.

I-10-Les fibres à cristaux photoniques

I-10-1-Les fibres optiques

Une **fibre optique** est un fil en verre ou en plastique très fin qui a la propriété d'être un conducteur de la lumière et sert dans la transmission de données et de lumière. Elle offre un débit d'information nettement supérieur à celui des câbles coaxiaux et supporte un réseau « large bande » par lequel peuvent transiter aussi bien la télévision, le téléphone, la visioconférence ou les données informatiques. Le principe de la fibre optique a été développé au cours des années 1970 dans les laboratoires de l'entreprise américaine Corning Glass Works (actuelle Corning Incorporated). Entourée d'une gaine protectrice, la fibre optique peut être utilisée pour conduire de la lumière entre deux lieux distants de plusieurs centaines, voire milliers de kilomètres. Le signal lumineux codé par une variation d'intensité est capable de transmettre une grande quantité d'information. En permettant les communications à très longue distance et à des débits jusqu'alors impossibles, les fibres optiques ont constitué l'un des éléments clef de la révolution des télécommunications optiques. Ses propriétés sont également exploitées dans le domaine des capteurs (température, pression, etc.), dans l'imagerie et dans l'éclairage.

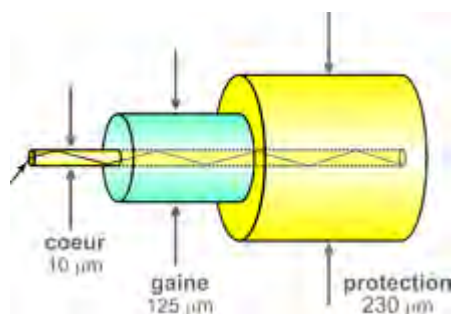


Figure I.32 : Principe d'une fibre optique.

La fibre optique est un guide d'onde qui exploite les propriétés réfractrices de la lumière. Elle est habituellement constituée d'un cœur entouré d'une gaine [65]. Le cœur de la fibre a un indice de réfraction légèrement plus élevé (différence de quelques millièmes) que la gaine et peut donc confiner la lumière qui se trouve entièrement réfléchi de multiples fois à l'interface entre les deux matériaux (en raison du phénomène de réflexion totale interne).

L'ensemble est généralement recouvert d'une gaine plastique de protection. Lorsqu'un rayon lumineux entre dans une fibre optique à l'une de ses extrémités avec un angle adéquat, il subit de multiples réflexions totales internes. Ce rayon se propage alors jusqu'à l'autre extrémité de la fibre optique sans perte, en empruntant un parcours en zigzag. La propagation de la lumière dans la fibre peut se faire avec très peu de pertes même lorsque la fibre est courbée.

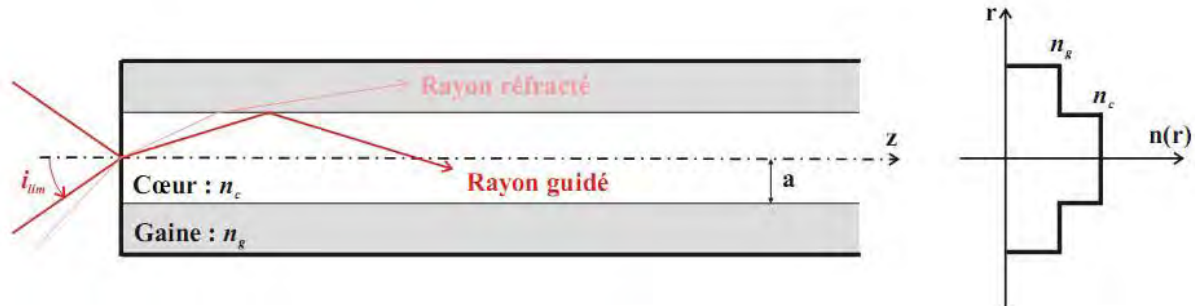


Figure I.33 : Schéma d'une fibre optique à saut d'indice [66].

Une fibre optique est souvent décrite selon deux paramètres :

- la différence d'indice normalisé, qui donne une mesure du saut d'indice entre le cœur et la gaine : $\Delta = \frac{n_c - n_g}{n_c}$, où n_c est l'indice de réfraction du cœur, et n_g celui de la gaine.
- l'ouverture numérique de la fibre (numerical aperture), qui est concrètement le sinus de l'angle d'entrée maximal de la lumière dans la fibre pour que la lumière puisse être guidée sans perte, mesuré par rapport à l'axe de la fibre. L'ouverture numérique est égale à $\sin \theta_{max} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$.

I-10-2-Les fibres à cristaux photoniques

Les fibres à cristaux photoniques connues encore sous le nom de fibres microstructurées ou fibres à trous sont une classe de fibres optiques constituées d'un arrangement de trous d'air parallèles à l'axe d'une matrice de silice, dont les toutes premières ont été proposées par Kaiser et al. aux Bell Labs en 1974[67]. L'objectif était à l'époque d'obtenir un fort guidage dans un cœur de silice entouré d'une gaine optique à très forte proportion d'air. Mais ces fibres, très multimodes, n'ont pas suscité d'intérêt particulier dans la communauté scientifique car elles n'apportaient pas de progrès sensible en termes de propagation. De plus leur raccordement aux fibres classiques était très délicat.

Les travaux sur les fibres à cristaux photoniques ont été relancés dans les années 90, en vue de réaliser des structures à bande interdite photonique (BIP). Ils ont très rapidement conduit à mettre en lumière des propriétés insoupçonnées dans les fibres à cristaux photoniques, même en l'absence d'effet BIP. C'est l'étude de ces propriétés et leur exploitation qui sont à l'origine de l'extraordinaire engouement dont les fibres à cristaux photoniques font l'objet depuis une dizaine d'années.

I-10-3-Guidage dans les fibres à cristaux photoniques

Le terme générique de fibres à cristaux photoniques regroupe deux catégories de fibres qui se distinguent par les mécanismes de guidage différents qu'elles mettent en jeu : soit un

effet de bande interdite photonique dans la gaine, soit la réflexion totale interne. Ces deux types de fibres sont décrits dans la suite de ce chapitre.

I-10-3-1- Fibres à cristaux photoniques BIP

La "renaissance" des fibres à cristaux photoniques remonte à 1995 lorsqu'un groupe de chercheurs britanniques animé par P. St. J. Russel (Université de Bath), se propose d'appliquer, dans le domaine des fibres optiques, la notion de Bande Interdite Photonique (BIP) [68]. Ce mécanisme est déjà connu et mis en œuvre pour guider la lumière dans les cristaux photoniques pour l'optique intégrée. Le but est de concevoir une structure dans laquelle le photon joue le même rôle que l'électron dans un semi-conducteur. Une BIP est une bande spectrale telle qu'une onde à une longueur d'onde comprise dans cette bande ne peut pas se propager dans la structure. L'effet recherché est une résonance transverse dans la gaine optique de la fibre qui maintiendrait la lumière dans une zone centrale (le "cœur") et assurerait son confinement. La propagation se ferait alors dans la direction axiale, invariante. Les premières fibres basées sur ce principe possèdent une gaine optique composée d'une succession de couches transparentes d'indices alternativement haut et bas semblables à un réseau de Bragg à une dimension (d'où le nom de "fibres de Bragg" qui leur a été attribué) [23]. Cette structure permet la formation d'interférences constructives entre les composantes de l'onde lumineuse réfléchies aux interfaces entre les couches. Ces diverses réflexions empêchent la propagation de la lumière radialement et assurent un confinement au centre du réseau de Bragg radial (figure I.34 (a)). Comme le mécanisme de propagation de la lumière ne s'appuie pas sur la notion habituelle de réflexion totale interne, l'indice de la zone où est confinée la lumière (le "cœur"), peut être plus bas que ceux des couches de la gaine optique qui l'entoure le cœur. Nous verrons par la suite les nombreuses applications liées à cette propriété.

Dans le projet de P. St. J. Russel, l'alternance de couches concentriques d'indices haut et bas dans la gaine optique des fibres de Bragg est remplacé par un arrangement triangulaire (figure I.34(b)) ou hexagonal (encore appelé "en nid d'abeilles") (figure I.34(c)) extrêmement régulier de canaux d'air parallèles à l'axe dans une matrice de silice. Ces structures périodiques sont résonantes transversalement à certaines longueurs d'onde et possèdent donc des bandes interdites photoniques.

Dans une fibre optique elles constitueront la gaine confinant la lumière, alors qu'un défaut créé au milieu constituera le cœur. Ce dernier est réalisé en supprimant un micro canal d'air dans une matrice triangulaire, ou au contraire en ajoutant un micro canal supplémentaire dans une matrice hexagonale. Le pas de la structure, qui correspond à la distance séparant les centres de deux trous voisins, est noté Λ , tandis que le diamètre des trous est noté d .

En 1995, il est démontré pour la première fois qu'une fibre à cristaux photoniques peut présenter de véritables BIP malgré le faible contraste d'indice entre les deux milieux ($\approx 0,45$). Ceci provient du fait que dans les fibres à cristaux photoniques BIP la propagation ne s'effectue pas perpendiculairement à la direction d'invariance du réseau comme dans les cristaux photoniques, mais parallèlement à celle-ci. Les conditions sur le contraste d'indice entre le milieu hôte et l'air, ainsi que sur la proportion d'air nécessaire sont ainsi relâchées [69]. L'onde lumineuse injectée dans une fibre à cristal photonique BIP est réfléchiée par la gaine microstructurée périodique et se retrouve confinée transversalement dans la région où la périodicité est brisée (zone du défaut constituant le cœur). Un mode transverse peut donc s'installer dans le cœur et être guidé dans la direction z [70-72]. Les longueurs d'onde (λ) centrales rejetées par le matériau BIP dépendent de la période du cristal et de la proportion d'air ($\lambda \approx 2\Lambda$) [73].

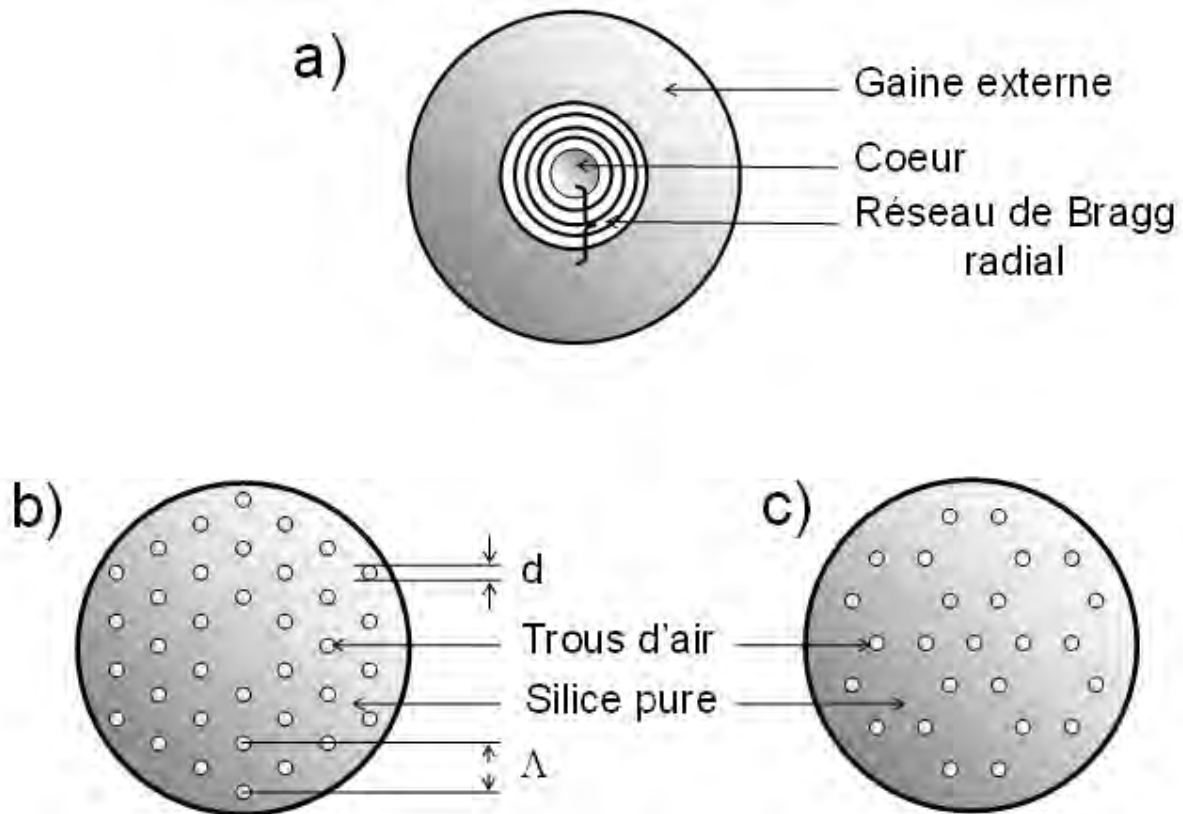


Figure I. 34 : Schéma de sections transverses (a) d'une fibre de Bragg, (b) d'une fibre à cristaux photoniques BIP à arrangement triangulaire et (c) hexagonal [67].

L'un des attraits majeurs des fibres à cristaux photoniques BIP est que le guidage peut être effectué dans un cœur d'indice bas : ce cœur peut par exemple être un trou rempli d'air ou d'un autre gaz.

Dans un cœur d'air, les pertes de propagation peuvent être faibles à des longueurs d'onde où la silice est peu transparente [74,75]. En remplaçant l'air par un autre gaz (H_2 , Xe), on peut fortement limiter ou au contraire exacerber les effets non linéaires [76].

L'une des applications du guidage de la lumière dans une telle fibre est le transport de forte puissance sans endommager la structure [77].

En 1997, P. St. J. Russel et son groupe croit fabriquer pour la première fois une fibre à cristaux photoniques BIP [78,79]. Pourtant le diamètre des trous est variable, (entre 0,2 et 1 μm), et ils sont espacés d'un pas de 2,3 μm ce qui donne une proportion d'air dans la gaine assez faible. La caractérisation de cette fibre a montré par la suite que le mécanisme de propagation de la lumière ne reposait pas sur l'effet BIP mais sur la réflexion totale interne. Pourtant cette fibre présentait des caractéristiques de propagation tout à fait originales qui ont très rapidement suscitées un immense intérêt. Cela sera explicité dans le prochain paragraphe.

I-10-3-2- Fibres à cristaux photoniques à guidage par réflexion totale interne modifiée

Comme nous l'avons indiqué plus haut, les raisons pour lesquelles la fibre à cristaux photoniques fabriquée en 1997 par l'équipe de P St J Russel n'a pas donné les résultats escomptés (guidage par BIP) étaient que la régularité du réseau cristallin n'était pas suffisante et que la proportion d'air dans la gaine était trop faible pour permettre l'existence d'une BIP. Pourtant, la lumière se propageait de 337 nm jusqu'à 1550 nm en régime monomode [80]. La propagation était assurée grâce à la différence d'indice positive entre le cœur (la silice pure) et

la gaine optique (il s'agissait d'un arrangement triangulaire de canaux d'air dans la silice) (voir figure I.35). En effet, la présence d'air dans cette gaine a pour conséquence de diminuer son indice moyen. L'onde lumineuse est donc guidée par réflexion totale interne dans une zone d'indice élevé entourée d'un milieu d'indice moyen plus faible, comme dans le cas classique des Fibres à Saut d'Indice (FSI). Toutefois, il n'existe pas d'interface clairement définie entre le cœur et la gaine comme il en existe dans les FSI [81]. C'est pourquoi le mode de guidage qui permet la propagation dans les fibres à cristaux photoniques dépourvues de BIP est appelé "guidage par réflexion totale interne modifiée".

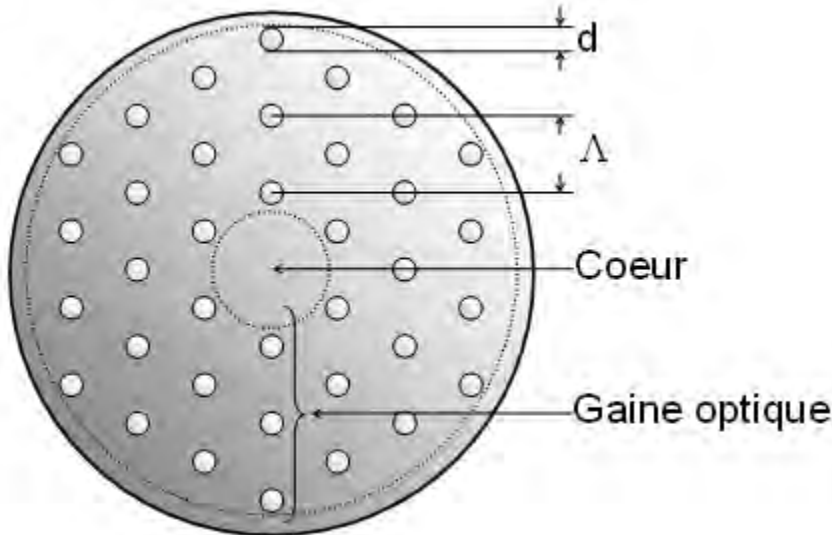


Figure I. 35 : schéma descriptif d'une fibre à cristaux photoniques RTI à arrangement triangulaire

I-11- Vitesse de phase et vitesse de groupe

La propagation d'une onde monochromatique dans un milieu linéaire isotrope et homogène est conditionnée par l'équation d'onde. Les solutions les plus élémentaires de cette équation sont des ondes monochromatiques planes dont la distribution de champ est sinusoïdale dans le temps et dans l'espace. La vitesse de propagation d'une telle onde est appelée « vitesse de phase », car elle n'est autre que la vitesse de déplacement d'un point de l'espace, associé à une valeur de phase fixée. Pour une phase s'exprimant comme :

$\Phi(x, t) = \omega t - kx + \Phi_0$, la vitesse de phase est donc :

$$V_{\varphi} = \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\omega}{K_0} \quad (\text{I.11})$$

D'un point de vue physique, les ondes planes monochromatiques ne sont cependant que des objets mathématiques. D'après le théorème de Fourier, on peut décomposer n'importe quelle onde en une somme d'ondes planes monochromatiques. Considérons maintenant un paquet d'ondes planes dont le spectre est étroit et centré sur la pulsation ω_0 et soit k_0 le vecteur d'onde correspondant à cette pulsation. La vitesse de groupe du paquet d'ondes correspond en première approximation à la vitesse de propagation de ses maxima d'amplitude. Cette vitesse correspond à la vitesse de propagation de l'énergie lumineuse et peut s'écrire dans le cas 1D :

$$V_g = \left(\frac{\partial \omega}{\partial K} \right)_{K=K_0} \quad (\text{I.12})$$

$$\text{Et } \omega = K v_{\varphi} \quad (\text{I.13})$$

$$\text{Et on aboutit à la formule de Rayleigh : } V_g = V_{\varphi} - \lambda \frac{\partial V_{\varphi}}{\partial \lambda} \quad (\text{I.14})$$

La vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase lorsque la fréquence angulaire est proportionnelle au vecteur d'onde, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas de dispersion. C'est le cas

d'un système homogène. Avec la formule (I.14) on réalise que la vitesse de groupe peut être positive ou négative en valeur algébrique.

Dans le cas d'un cristal photonique à deux ou trois dimensions la vitesse de groupe doit être remplacée par la relation vectorielle suivante :

$$\vec{V}_g = \overrightarrow{grad}_{\vec{k}}(\omega) \quad (I.15)$$

Dans ce cas la vitesse de groupe est portée par la normale à la surface isofréquence ($\omega(\vec{k})=\omega$). Elle n'est pas nécessairement colinéaire à la vitesse de phase. Cela apparaît dans les phénomènes d'anisotropie.

I-12- Indices de réfraction de groupe et de phase

Les indices de réfraction de groupe et de phase se déduisent respectivement des vitesses de groupe et de phase par les relations suivantes :

$$n_\phi = \frac{c}{v_\phi} \quad \text{et} \quad n_g = \frac{c}{v_g} \approx n_\phi - \lambda \frac{\partial n_\phi}{\partial \lambda} \quad (I.16)$$

Les diagrammes de dispersion fournissent les relations $\omega(\vec{k})$ pour les différentes directions de propagation des ondes, il est facile de remonter aux indices de phase et de groupe à partir des diagrammes en utilisant les relations (I.11), (I.12) et (I.16).

I-13- Les matériaux

La fabrication de cristaux photoniques nécessite des matériaux transparents dans les domaines du visible ou du proche infrarouge et de permittivité diélectrique élevée. Les semi-conducteurs sont donc très bien adaptés pour cet usage. Dans la pratique, on peut alors en distinguer deux familles :

Les plus utilisés sont les semi-conducteurs III-V. Ils ont un gap électronique direct, ce qui leur procure de bonnes propriétés optiques. Les puits et boîtes quantiques ont un très bon rendement dans ces matériaux, même à température ambiante. Dans les structures actives (émetteurs de lumière), ce sont presque exclusivement ces semi-conducteurs qui sont utilisés, mais ils le sont aussi pour des dispositifs passifs. En effet, du point de vue expérimental, le couplage par la tranche est facilité à cause d'une structure de type substrat dans la majorité des cas (d'où un mode plus étalé verticalement) et il est possible d'utiliser la technique de source interne. Le principal inconvénient reste leur coût financier, même si des efforts de recherche sont entrepris afin de reporter ces matériaux sur un substrat silicium [82].

À l'inverse, la filière des semi-conducteurs IV-IV est bien moins coûteuse et technologiquement mieux maîtrisée car elle bénéficie directement des progrès de la microélectronique. Cependant, ces matériaux sont à priori peu propices à la fabrication de dispositifs actifs du fait de leur gap indirect qui leur procure des propriétés médiocres d'émission de lumière. Toutefois, les boîtes et puits quantiques d'alliages SiGe sont prometteurs [83] et des progrès récents sur l'émission du silicium à température ambiante [84, 85] rendent les semi conducteurs IV-IV de plus en plus attractifs.

I-14- Domaines d'application

Dans cette partie, nous allons décrire les différentes applications possibles des matériaux à bandes photoniques interdites. Nous limiterons au cas des cristaux photoniques bidimensionnels qui sont ceux qui offrent, pour l'instant plusieurs applications. Dans un premier temps on parlera du domaine optique ensuite, on évoquera le domaine micro-onde.

I-14-1- Dans le domaine de l'optique

I-14-1-1-Les fibres optiques

Les fibres à cristaux photoniques sont déjà rentrées dans le domaine des applications industrielles [86]. Elles ont été proposées pour la première fois dans les années 1995 [87]. Ces fibres sont obtenues par empilement de plusieurs tubes de silices pour obtenir une „préforme“. Ensuite cette préforme est chauffée à une très haute température de l'ordre de 1800°C puis étirée afin qu'elle obtienne un diamètre d'environ 125 µm, pour être similaire à une fibre classique. La fibre est ensuite protégée par une gaine plastique. Comme on le voit sur le graphe de la figure I.36

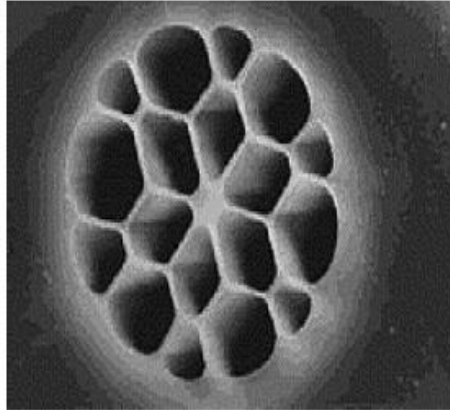


Figure I.36 : photographie d'une fibre à trous, de diamètre de cœur (au centre) de 1µm [88].

Ces fibres à cristaux photoniques possèdent aussi des propriétés de dispersion qu'on pourra contrôler à travers leurs paramètres géométriques [87].

I-14-1-2-Les micro-résonateurs

L'utilisation des défauts ponctuels et linéaires permettent de faire des micro-résonateurs et des guides d'ondes respectivement.

La réalisation des micro-résonateurs est obtenue par inclusion des défauts ponctuels dans une structure à cristaux photoniques. Les premières études sur les microrésonateurs avec des structures bidimensionnelles ont été réalisées en 1997 par Labilloy [89].

Les guides d'onde : l'idée de réaliser les guides d'onde est apparu en 1994 [10] et les premières réalisations sont arrivées en 1999 [57, 90]. Les guides linéiques présentent beaucoup de pertes. Il existe un autre type de guide qu'on appelle guide coudé „guide avec virage“.

I-14-1-3-Filtres et multiplexeurs

Une fonction importante qu'on peut réaliser avec des cristaux photoniques : le multiplexage en longueurs d'ondes (WDM, Wavelength Division Multiplexing). L'objectif est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises. Plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide [91,92]. Par exemple, la réalisation de Chutinan et al [92] permet l'extraction ou l'insertion dans un guide d'une longueur d'onde bien précise.

I-14-2- Dans le domaine micro-onde

Un grand nombre d'équipes de recherche se sont intéressées à l'étude des BIPs aux fréquences micro-ondes en raison des multiples applications envisageables dans ce domaine de fréquence. Le secteur des Télécommunications avec notamment les antennes, est très

concerné. En effet, on peut utiliser des matériaux à bandes interdites photoniques pour la réalisation de [93]:

- substrats d'antennes : les premières expériences visant à exploiter les cristaux photoniques diélectriques comme substrat d'antennes ont été menées par E.R. Brown et al.
- surfaces à hautes impédances peuvent être utilisées pour améliorer la directivité des antennes.

Les BIPs peuvent aussi être utilisés dans la réalisation de circuits micro-ondes tels que :

- filtres planaires
- guides
- multiplexeurs
- Amélioration du rendement des antennes par utilisation des substrats à base des cristaux photoniques ultraréfractifs.

I-15-Conclusion

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois directions. Une bande interdite photonique correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique.

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

Dans ce chapitre nous avons présenté les concepts de base liés aux cristaux photoniques et plus particulièrement les cristaux photoniques bidimensionnels planaires. En premier lieu nous avons énuméré les différents types de cristaux photoniques, Nous avons présenté également le principe d'ouverture de bandes interdites photoniques et la carte de bandes, ensuite nous avons cité leurs propriétés physiques et géométriques ainsi que les différentes applications optiques qui peuvent en découler de ces matériaux.

Ces cristaux photoniques sont très prometteurs pour la réalisation de composants optiques planaires compacts et originaux. Ils représentent une plate-forme extrêmement intéressante pour la future optique intégrée miniature car ils ont les qualités requises de confinement.

Références

- [1] John Sajeev. "Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattices". *Phys. Rev. Lett.*, Vol.58, N°23, p.2486–2489, Jun 1987.
- [2] Eli Yablonovitch. "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics". *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, N°20, p.2059–2062, May 1987.
- [3] Buddhi M. Rai, "Modeling Transmission of Photonic Crystal Waveguide Modes Enhanced by Kerr Nonlinearity", Thèse de doctorat, Université de Western Michigan, 2012.
- [4] M. Aschwanden and A. Stemmer, "Polymeric, electrically tunable diffraction grating based on artificial muscles", *Opt. Lett.*, Vol. 31, N°17, p. 2610-2612, 2006.
- [5] L. P. Biro, Z. Bálint, K. Kertész, Z. Vértesy, G. I. Márk, Z. E. Horvath, J. Balazs, D. Mehn, I. Kiricsi, V. Lousse, and J.-P. Vigneron, "Role of photonic-crystal-type structures in the thermal regulation of a lycaenid butterfly sister species pair", *Phys. Rev. E*, Vol. 67, p. 021907, Feb. 2003.
- [6] A. R. Parker, R. C. McPhedran, D. R. McKenzie, L. C. Botten, et N. A. Nicorovici, "Photonic engineering: Aphrodite's iridescence", *Nature*, Vol. 409, p. 36-37, 2001.
- [7] R. C. McPhedran, N. A. Nicorovici, D. R. McKenzie, L. C. Botten, A. R. Parker, et G. W. Rouse, "The sea mouse and the photonic crystal", *Australian J. of Chem.*, Vol. 54, p. 241-244, 2001.
- [8] Yassine Benachour, « Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire », Thèse de doctorat n° 8997, Université de Paris Sud 11, 11 avril 2008.
- [9] C. Kittel, "Quantum Theory of Solids". John Wiley and Sons Inc., New York, 1963.
- [10] Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Win, *Photonic Crystal: "Molding the Flow of Light"*, Princeton Univ. Press (1995).
- [11] C. Kittel, « Introduction à la physique de l'état solide », collection DUNOD, 1970
- [12] Davy Gerard, « 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, 2004.
- [13] C. Kittel, "Introduction to solid-state physics", John Wiley, 1971.
- [14] Christian Grillet, « Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée », Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [15] W. Streifer, D.R. Scifres, and A.D. Burnham, "Coupled wave analysis of DFB and DBR lasers". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.13, N°4, p. 134-141, 1977
- [16] A. Spisser, et al., "Highly selective and widely tunable 1.55 μm InP/air micromachined Fabry-Perot filter for optical communications". *Photonics technology letters*, Vol.10, N°9, p. 1259-1261, 1998.
- [17] T.E. Sale, "Vertical cavity surface emitting lasers", Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.
- [18] B. Wild, « Etude expérimentale des Propriétés Optiques des Cristaux Photoniques Bidimensionnels et de leur Accordabilité », Thèse de doctorat n°3573, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [19] Salim Boutami, « Microcavités optiques verticales à base de cristaux photoniques membranaires », Thèse de doctorat, l'école centrale de Lyon, 2007.
- [20] A. Chelnokov, S. David, K. Wang, F. Marty, and J.M. Lourtioz, "Fabrication of 2-D and 3-D Silicon Photonic Crystals by Deep Etching", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 8, p.919, 2002.
- [21] S. Ogawa, M. Imada, S. Yoshimoto, M. Okano, and S. Noda, "Control of Light Emission by 3D Photonic Crystals", *Science*, Vol.305, p. 227, 2004.

- [22] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures", *Phys. Rev. Lett.*, Vol.65, p.25, 1990.
- [23] E Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung, "Photonic band structure: The face-centered cubic case employing non spherical atoms", *Phys. Rev. Lett.* Vol.67, p.17, 1991.
- [24] A. Chelnokov, K. Wang, S. Rowson, P. Garoche, and J.-M. Lourtioz, "Near-infrared Yablonovite-like photonic crystals by focused-ion-beam etching of macroporous silicon", *Applied Physics Letters*, Vol.77, p.2943, 2000.
- [25] C. Cuisin, A. Chelnokov, J.-M. Lourtioz, D. Decanini and Y. Chen, "Fabrication of three dimensional photonic structures with submicrometer resolution by x-ray lithography", *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, Vol. 18, p. 3505, 2000.
- [26] S.Y. Lin, J.G. Fleming, B.K. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K.M. Ho, M.M. Sigalas, W. Zubrycki, S.R. Kurtz, et J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths", *Nature*, Vol. 394, p. 251-253, 1998.
- [27] J. Zi, X. Yu, Y. Li, X. Hu, C. Xu, X. Wang, X. Liu et R. Fu, "Coloration strategies in peacock feathers", *Proceedings of the National Academy of Sciences*, Vol.100, p. 12576-12578, 2003.
- [28] J. D. Joannopoulos, "Photonics: Self-assembly lights up", *Nature*, Vol.414, p. 257-258, 2001.
- [29] Y.A. Vlasov, et al., "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals", *Nature*, Vol. 414, p. 289-293, 2001.
- [30] P. Lodahl, et al., "Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals", *Nature*, Vol. 430, p. 654-657, 2004.
- [31] H. S. Sözüer, J. W. Haus, and R. Inguva, "Photonic Bands: Convergence problems with the plane-wave method", *Phys. Rev. B*, Vol.45, p.13 962, 1992.
- [32] D Maystre, "Electromagnetic study of photonic band gaps", *Pure Appl. Opt.*, Vol. 3, p.975, 1994.
- [33] Yannick Merle, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n°47-2003, Université de limoges, Novembre 2003.
- [34] Ahlem benmerkhi, « Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités a cristaux photoniques », Thèse de doctorat, Université Mentouri – Constantine, 20 /05 / 2012.
- [35] Damien Bernier, « Propriétés de super prisme des cristaux photoniques sur substrats soi pour le démultiplexage en longueur d'onde », Thèse de doctorat, Université paris-sud XI, Orsay, 12 décembre 2008.
- [36] 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.
- [37] 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.
- [38] M. Zelsmann, "Nano-structures à base de cristaux photoniques en silicium sur isolant pour les circuits intégrés photoniques et l'émission de lumière", Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2003.
- [39] Sakoda, K., « Optical Properties of Photonic Crystals », Springer ,2005.
- [40] B. Lombardet, « Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées », Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.
- [41] D. Felbacq, E. Centeno, "Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary", *Optics communications*, Vol.199, p. 39-45, 2001.
- [42] Jonhson, S.G., "Guided modes in photonic crystal slabs". *Physical Review B*, Vol.60, N°8, p. 5751-5758, 1999.

- [43] Christian Grillet, «Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée», Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [44] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, and K. Asakawa. *Physical Review Letters*, Vol.86, N°11, p.2289–2292, 2001.
- [45] E. Chow, S.Y. Lin, S.G. Johnson, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, J.R.Wendt, G.A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman. *Nature*, Vol.407, N°6807, p.983–986, 2000.
- [46] A. M. Yacomotti, F. Raineri, C. Cojocar, P. Monnier, J. A. Levenson, et R. Raj, “Nonadiabatic dynamics of the electromagnetic field and charge carriers in high-Q photonic crystal resonators,” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 96, p. 093901, 2006.
- [47] F. Raineri, G. Vecchi, A. M. Yacomotti, C. Seassal, P. Viktorovitch, R. Raj, et A. Levenson, “Doubly resonant photonic crystal for efficient laser operation: Pumping and lasing at low group velocity photonic modes,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 86, p. 011116, 2005.
- [48] P. E. Barclay, K. Srinivasan, et O. Painter, “Nonlinear response of silicon photonic crystal microresonators excited via an integrated waveguide and fiber taper”, *Optics Express*, Vol. 13, p. 801, 2005.
- [49] X. Letartre, C. Seassal, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Victorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, et C. Jouanin, “Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic crystal waveguide on InP membranes”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 79, p.2312-2314, 2001.
- [50] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré, et U. Oesterle, “Use of guided spontaneous emission of a semiconductor to probe the optical properties of two dimensional photonic crystals”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 71, p.738-740, 1997.
- [51] C. Jamois, R. Wehrspohn, L. C. Andreani, C. Hermann, O. Hess, et U. GÄosele, “Silicon- based two-dimensional photonic crystal waveguides,” *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, Vol. 1, p. 1-13, 2003.
- [52] Abri Badaoui Hadjira, «Etude et conception des microcomposants a base des cristaux photoniques bidimensionnels», Thèse de doctorat, Université de Tlemcen, décembre 2012.
- [53] N. Louvion, « Microscopie en champ proche optique de structures à base de cristaux photoniques » Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, N° 2005-25, 2005.
- [54] Laurent Oyhénart, «modélisation, réalisation et caractérisation de cristaux photoniques tridimensionnels en vue d'applications à la Compatibilité électromagnétique », Thèse de doctorat n°3114, Université de Bordeaux I, 13 décembre 2005.
- [55] E. Yablonovitch, “Photonic band-gap crystals”, *J. Phys.: condensed Matter.*, Vol.5, p.2443 1993.
- [56] R.D. Meade, K. D. Brommer, A.M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, “Photonic bound states in periodic dielectric materials”, *Phs. Rev. B*, Vol. 44, p. 13772-13774, 1991.
- [57] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll, J. Vuckovic, A. Scherer and T. P. Pearsall, “waveguiding in planar photonic crystals”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.77, p.1973, 2000.
- [58] M. Tokushama, H. Kedosaka, A. Tomita and H. Yamada, “Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.76, p.952, 2000.
- [59] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, “Linear waveguides in photonic-crystal slabs”, *Physical Review B*, 2000, Vol. 62, N°12, p.8212-8220.
- [60] Temelkuran, Ozbay, E., “Experimental demonstration of photonic crystal based waveguides”, *Applied physics letters*, Vol.74, N° 4, p.486-488, 1999.
- [61] Leonard, S.W., Vandriel, M.H., Birner, A., Gosele, U., Villeneuve, P.R., “Single-mode transmission in two-dimensional macroporous silicon photonic crystal waveguides”, *Optics letters*, Vol. 25, N°20, p. 1550-1552, 2000.
- [62] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, “High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides”. *Physical review letters*,

Vol. 77, N°18, p 3787-3790, 1996.

[63] Olivier Bouchard, « Etude de diodes laser à cavité planaire entièrement définie par cristal photonique : nouvelle approche pour le contrôle de l'émission », Thèse de doctorat, Université Toulouse III – Paul Sabatier, 11 juillet 2008.

[64] Faïda Bougriou, « Etude théorique des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels : applications dans le domaine du guidage optique et la détection », Thèse de doctorat, Université Constantine 1, 16 Décembre 2013.

[65] http://fr.wikipedia.org/wiki/Fibre_optique.

[66] Fatima Benaïssa, « Etude et simulation de la propagation des ondes électromagnétiques dans les guides à cristaux photoniques-application aux fibres optiques », Mémoire de magister en physique, Université Abou-Bakr Belkaid – Tlemcen, 2013.

[67] Laurent Labonté, « Analyse théorique et expérimentale des principales caractéristiques du mode fondamental dans les fibres optiques microstructurées air/silice », Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2005.

[68] S.E. Barkou, J. Broeng, A. Bjarklev, "Silica air photonic crystal fiber design that permits waveguiding by a true photonic bandgap effect", Optics Letters, Vol. 24, N°1, 1999.

[69] J. Broeng, S.E. Barkou, T. Sondergaard, A. Bjarklev, "Analysis of air guiding photonic bandgap fibers", Optics Letters, Vol. 25, N°2, 2000.

[70] J. Canning, "Grating confinement in a photonic crystal fibre", Optics Communications, Vol. 176, Optics Communications, 2000.

[71] A. Albert Ferrando, E. Silvestre, J.J. Miret, P. Andres, M.V. Andres, "Vector description of higher order modes in photonic crystal fibers", JOSA A, Vol. 17, N°7, 2000.

[72] A. Peyrilloux, « Modélisation et caractérisation des fibres microstructures air/silice pour application aux télécommunications optiques », Thèse De Doctorat, Université De Limoges, p. 29, 2003.

[73] J. Broeng, S.E. Barkou, T. Sondergaard, P.M. Barbeito, A. Bjarklev, "Waveguidance by the photonic bandgap effect in optical fibres", Journal of Optics A: Pure Applied Optics, Vol. 1, 1999.

[74] J. A. West, J. C. Fajardo, M. T. Gallagher, K. W. Koch, N. F. Borrelli, Allan D. C., "Demonstration of an IR-optimized air-core photonic band-gap fiber", European Conference On Optical Communication, Munich, 2000.

[75] N. Venkataraman, M. T. Gallagher, C. M. Smith, D. Müller, J. A. West, K. W. Koch, J. C. Fajardo, "Low loss (13 dB/km) air core photonic band-gap fibre", European Conference On Optical Communication, Copenhagen, 2002.

[76] D.G. Ouzoumov, F.R. Ahmad, D. Muller, N. Venkataraman, M.T. Gallagher, M.G. Thomas, J. Silcox, K.W. Koch, A.L. Gaeta, "Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic crystal band-gap fibers", Science, Vol. 301, p. 1702-1704, 2003.

[77] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts, D. C. Allan, "Single-mode photonic band gap guidance of light in air", Science, Vol. 285, 1999.

[78] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding", Optics Letters, Vol. 21, N°19, 1996.

[79] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata", Optics Letters, Vol. 22, N° 7, 1997.

[80] T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber", Optics Letters, Vol. 22, N°13, 1997.

[81] T. A. Birks, Mogilevtsev, J. C. Knight, P. St. J. Russell, J. Broeng, "The analogy between photonic crystal fibres and step index fibres", Optical Fiber Communication Conference, San Jose, California, 1998.

[82] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Roméo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J.P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocar and B.

- Aspar, "Two-dimensional hexagonal shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP membrane," J.App. Phys., Vol.93, p. 23-31, 2003.
- [83] S. David, "Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques," Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2003.
- [84] T. Trupke, J. Zhao, A. Wang, R. Corkish et M. A. Green, "Very efficient light emission from bulk crystalline silicon," Appl. Phys. Lett., Vol. 82, p. 2996, 2003.
- [85] D. Sotta, « Milieux émetteurs de lumière et microcavité optique en silicium monocristallin sur isolant », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble 1, 2002.
- [86] J. M. Lourtioz , 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.
- [87] A. Ferrando, E. Silvestre, J.J Miret, J. A. Monsoriu, M. V. Andrés and P. St. J.Russell, "Designing a photonic crystal fibre with flattened chromatic dispersion", Electro. Lett.,Vol. 35, N° 4, p.325,1999.
- [88] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, Member, IEEE, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth , and P. St. J. Russell, "Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber", IEEE,Photon. Tech. Lett, Vol.12, N°7, p.807, 2000.
- [89] D. Labilloy, H. Bénisty, C. Weisbush, T. F. Krauss, V. Bardinal and U. Osterle, "Demonstration of cavity mode between two-dimensional-crystal mirrors", Elect. Lett.Vol.33, p.1978, 1997.
- [90] M. Tokushama, H. Kedosaka, A. Tomita and H. Yamada," Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide", Appl.Phys. Lett.Vol.76, p.952, 2000.
- [91] C. J. M. Smith, R. M. De La rue, M. Rattier, S. Olivier, H. benisty, C. weisbuch, T.F. Krauss, R. Houdré and U. Osterle," Coupled guide and cavity in two-dimensional photonic crystal", Appl. Phys. Lett., Vol.78, p.1487, 2001.
- [92] A. Chutinan, M. Masamitsu, M. Imada, S. Noda, "Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs", App. Phys. Lett., Vol.79, p.2690, 2001.
- [93] Soumia Massaoudi, « Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels (BIP 2D) en Micro-Ondes: Application à l'«ultra réfraction » », Thèse de doctorat n°7844, Université Paris XI Orsay, 25 Février 2005.

Chapitre II
**Les matériaux magnéto
optiques**

Chapitre II

Les matériaux magnéto optiques

II-1-Introduction

Dans ce chapitre un composant d'isolateur en optique intégrée est étudié. Tout d'abord, nous ferons un rappel théorique de la propagation d'une onde lumineuse dans un guide plan. Nous décrirons ensuite les modes guidés et la théorie de guides d'ondes, La notion de conversion de modes, importante pour ce type de dispositif est abordée, et les différentes techniques d'isolation en optique intégrée sont présentées.

Les effets magnéto-optiques représentent le seul moyen physique pour obtenir une propagation non réciproque de la lumière [1]. Ils sont basés sur l'interaction entre une onde électromagnétique et un milieu aimanté.

Le composant (type), dont le fonctionnement repose sur un tel effet, est l'isolateur optique dont le principe est rappelé sur la figure II.1. Ce composant, qui nous servira d'exemple d'application, permet la propagation de la lumière dans le sens direct et l'interdit dans le sens retour (il est l'analogue de la diode en électronique). Cette fonctionnalité est très utile pour protéger les composants des réflexions parasites. C'est, par exemple, le cas du laser qui peut être déstabilisé par l'incursion dans sa cavité de la lumière réfléchie par un élément extérieur [2].

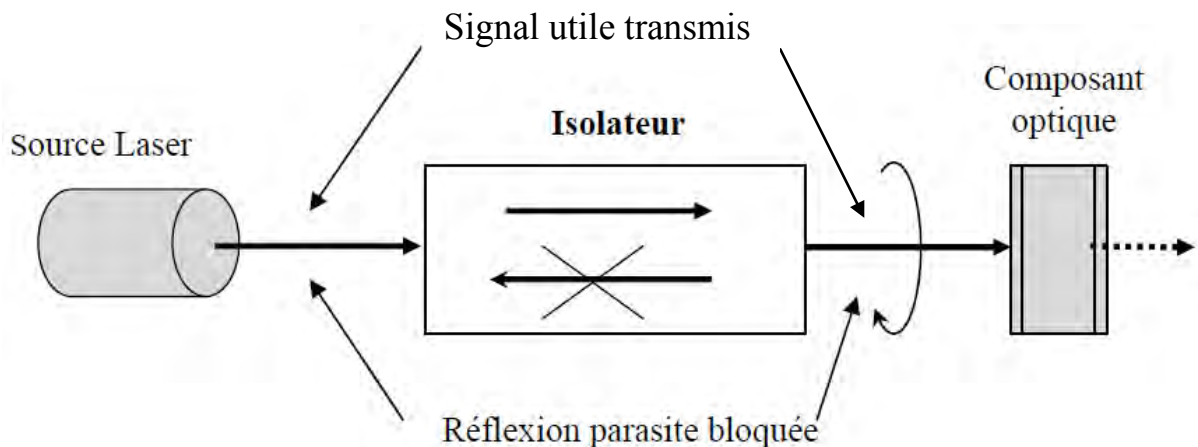


Figure II.1 : Représentation schématique d'un isolateur.

La Figure II-2 montre l'utilisation de ce composant au sein d'un dispositif d'amplification optique, très utilisé dans les télécoms. Le signal à amplifier et le signal de pompe traversent un coupleur puis l'amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) à la sortie duquel est récupéré le signal amplifié [3].

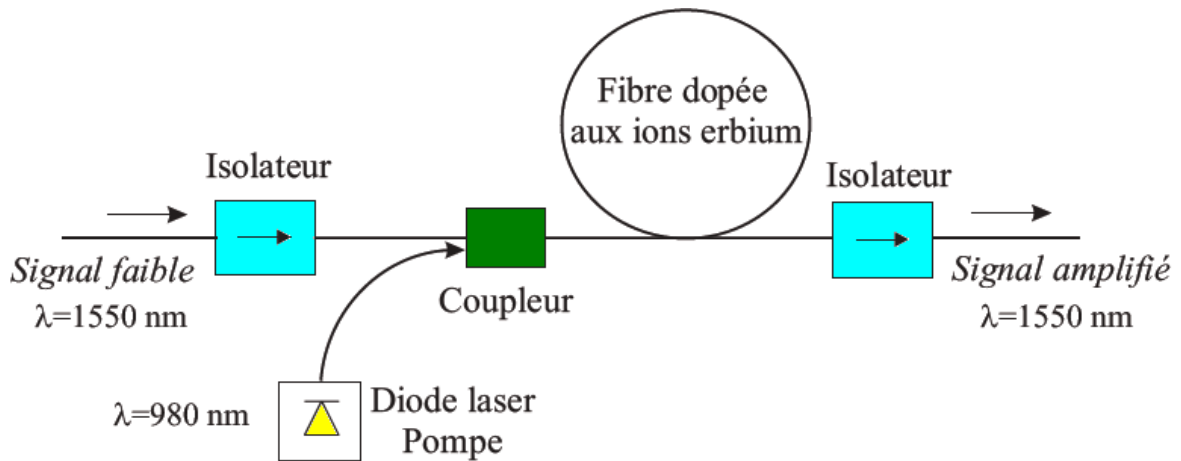


Figure II.2: Principe de fonctionnement des amplificateurs à fibre EDFA.

Deux isolateurs sont utilisés dans ce schéma. Le premier a pour rôle de protéger la source laser d'émission d'un retour de lumière et évite ainsi sa déstabilisation. Le deuxième isolateur est placé en sortie de la fibre afin d'empêcher l'amplification d'un signal qui arriverait en sens inverse dans la fibre et ainsi l'apparition d'une oscillation par amplification d'onde réfléchie provoquant une réduction du rendement d'amplification [4].

II-2- Le guide d'ondes

Le guide d'ondes plan est généralement représenté par un milieu diélectrique d'épaisseur « e » et d'indice n_2 , entouré de part et d'autre par un substrat et un superstrat, d'indices n_3 et n_1 respectivement, inférieurs à n_2 . Dans le cas d'un guide plan les interfaces entre les milieux sont planes. la lumière est habituellement confinée dans la couche d'indice de réfraction plus élevé (dans la couche guidante) par la réflexion totale interne. On considère la propagation d'une onde plane progressive dans un guide d'ondes à saut d'indice dont le schéma est représenté en figure II.3 les indices des milieux sont tels que : $n_1 < n_3 < n_2$ avec $n_1 = 1$ ou 1.33 selon que l'on est en présence d'air ou de la solution d'hybridation et $n_3 = 1.52$ pour le substrat de verre [5].

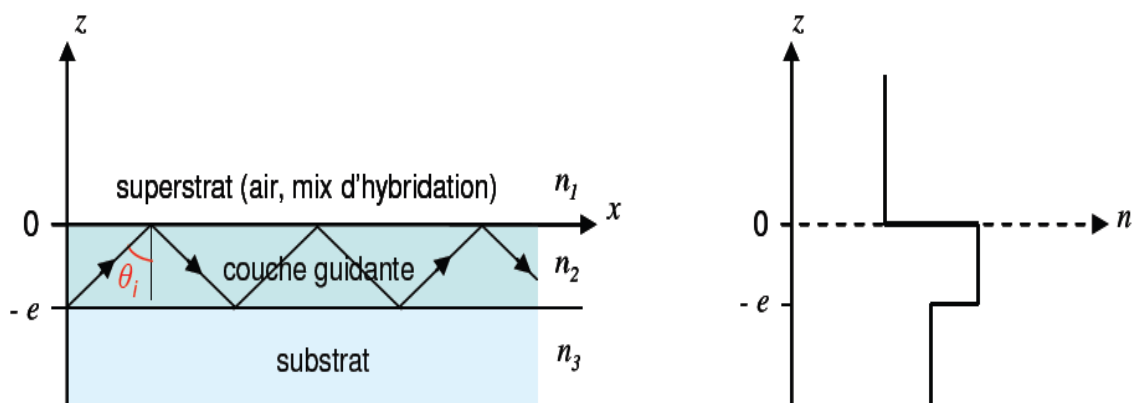


Figure II.3 : structure de Base d'un guide d'onde plan.

II-2-1- Les modes guidés

Les modes guidés dans les guides d'ondes planaires par réflexion totale interne peuvent être compris par des concepts de rayon-optique. Les angles critiques pour la réflexion totale interne aux interfaces supérieures et inférieures sont, respectivement,

$$\theta_1 = \sin^{-1}\left(\frac{n_1}{n_2}\right) \quad (\text{II.1})$$

$$\theta_3 = \sin^{-1}\left(\frac{n_3}{n_2}\right) \quad (\text{II.2})$$

On considère un faisceau lumineux incident sur l'interface de guide d'ondes comme le montre la figure II.3.

Lorsque $\theta_3 < \theta_i < 90^\circ$, et $\theta_1 < \theta_3$, la lumière est entièrement confinée dans la couche guidante par réflexion totale interne aux interfaces supérieures et inférieures, qui correspond à un mode guidé. Si $\theta_1 < \theta_i < \theta_3$, il y'a une réflexion totale seulement à l'interface guide /superstrat. L'onde correspondante peut se propager dans le substrat. On parlera de modes du substrat. Lorsque $0 < \theta_i < \theta_1$, les conditions de réflexion totales ne sont pas vérifiées à aucune interface. L'onde est transmise à la fois vers le substrat et vers le superstrat.

Les modes guidés dans une géométrie de guide d'ondes sont caractérisés par leurs constantes de propagation. La constante de propagation d'onde plane est représentée par $k_0 n_2$ où $k_0 = 2\pi/\lambda$ et λ est la longueur d'onde de la lumière dans l'espace libre.

Les constantes de propagation le long des directions x et z peuvent être écrites,

$$k_x = k_0 n_2 \cos\theta \quad (\text{II.3})$$

$$k_z = k_0 n_2 \sin\theta = \beta \quad (\text{II.4})$$

$$\beta = k_0 N \quad (\text{II.5})$$

$$N = n_2 \sin\theta \quad (\text{II.6})$$

Où N est l'indice effectif de mode guidé de l'onde propagée dans la direction z. La gamme de N peut varier,

$$n_3 < N < n_2 \quad (\text{II.7})$$

Le nombre de modes soutenus par le guide d'ondes dépend de l'épaisseur de film, de la longueur d'onde et des indices des trois couches. Pour une longueur d'onde donnée et une structure de guide d'ondes, seulement le mode fondamental peut exister bien au-dessus de l'épaisseur découpée. Si l'épaisseur est augmentée, plus d'un mode est permis [6].

II-2-2- Théorie de guide d'onde

Dans des structures homogènes sans perte, les équations de Maxwell sont données par :

$$\nabla \cdot E = 0 \quad (\text{II.8})$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (\text{II.9})$$

$$\nabla \times E = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (\text{II.10})$$

$$\nabla \times H = -\varepsilon_0 n^2 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (\text{II.11})$$

Où n est l'indice de réfraction, ε_0 est la permittivité diélectrique et μ_0 la perméabilité magnétique à l'espace libre.

Pour une onde plane propageant le long de la direction z avec une constante de propagation β , la dépendance spatiale de l'onde électromagnétique peut être écrite comme suit :

$$E = E(x, y). e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{II.12 (i)})$$

$$H = H(x, y) \cdot e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{II.12(ii)})$$

Avec la fréquence angulaire $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ et la célérité de la lumière à l'espace libre $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$

Pour le guide d'ondes planaire bidimensionnel montré dans la figure II.3, les champs électromagnétiques sont indépendants de la direction Y. Étant donné que $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$, $\frac{\partial}{\partial z} = -j\beta$ et $\frac{\partial}{\partial y} = 0$, les équations II.10 et II.11 engendrent deux modes différents avec les états de polarisation mutuellement orthogonaux. On est le mode (TE) transversal-électrique qui se compose des composants de champ E_y , H_x , et H_z . L'autre est le mode (TM) transversal-magnétique avec E_x , H_y , et E_z .

Pour le mode de TE, les relations suivantes sont satisfaisantes :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (K_0^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (\text{II.13})$$

$$\begin{cases} H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_y \\ H_z = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

Le mode TM satisfait les relations suivantes :

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (\text{II.15})$$

$$\begin{cases} E_x = \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 n^2} H_y \\ E_z = \frac{1}{j \omega \epsilon_0 n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

On peut obtenir les solutions de champ pour le mode TE à partir de l'équation (II.13):

$$\begin{cases} E_y = E_1 \exp(-\gamma_1 x), & x > 0 \text{ (superstrat)} \\ E_y = E_2 \cos(k_x x + \phi_1), & -e < x < 0 \text{ (couche guidante)} \\ E_y = E_3 \exp\{\gamma_3(x + e)\}, & x < -e \text{ (substrat)} \end{cases} \quad (\text{II.17})$$

Où les constantes de propagation sont exprimées en termes d'indice effectif N,

$$\gamma_1 = k_0 \sqrt{N^2 - n_1^2}, \quad k_x = k_0 \sqrt{n_2^2 - N^2}, \quad \gamma_3 = k_0 \sqrt{N^2 - n_3^2} \quad (\text{II.18})$$

Les composants tangentiels E_y et H_z de champ sont continus aux limites. Par conséquent en appliquant ces conditions aux limites dans l'équation II.17 et dans l'équation II.14 pour H_z et nous obtenons :

$$\text{À } x=0 \quad \begin{cases} E_1 = E_2 \cos \phi_1 \\ \tan \phi_1 = \frac{\gamma_1}{k_x} \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

$$\text{À } x=-e \quad \begin{cases} E_3 = E_2 \cos(k_x e - \phi_1) \\ \tan(k_x e - \phi_1) = \frac{\gamma_3}{k_x} \end{cases} \quad (\text{II.20})$$

L'équation de valeur propre pour le mode de TE est obtenue, en éliminant les coefficients arbitraires dans II.19 et II.20 ;

$$k_x e = (m + 1)\pi - \tan^{-1} \left(\frac{k_x}{\gamma_3} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{k_x}{\gamma_1} \right) \quad (\text{II.21})$$

Où $m=0, 1, 2, \dots$ donne l'ordre de mode.

De même l'équation de valeur propre de mode TM peut être obtenue à partir l'équation II.15 et l'application des conditions aux limites aux champs,

$$K_x e = (m + 1)\pi - \tan^{-1} \left\{ \left(\frac{n_3}{n_2} \right)^2 \left(\frac{k_x}{\gamma_3} \right) \right\} - \tan^{-1} \left\{ \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \left(\frac{k_x}{\gamma_1} \right) \right\} \quad (\text{II.22})$$

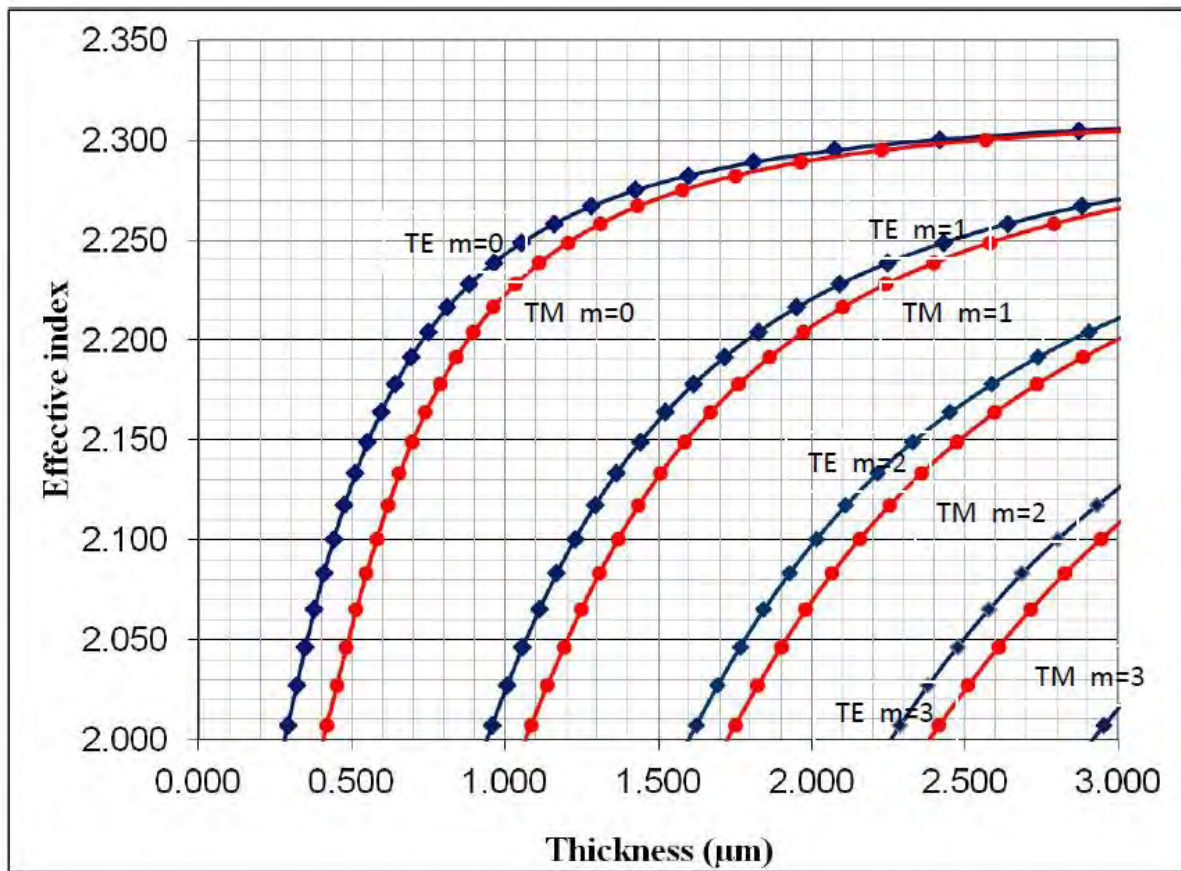


Figure II.4 : les modes TE et TM calculés d'un guide d'ondes dans un film de grenat d'indice de réfraction 2.31 à la longueur d'onde de 1543nm [6].

La Figure II-4 montre un exemple d'une présentation graphique des solutions de ces équations, qui donne la valeur des indices effectifs $N_{eff} = \beta / K$ des modes en fonction de l'épaisseur. Suivant l'épaisseur de la couche mince, un certain de nombre de modes peuvent se propager. Si, par exemple, elle est égale à 1000 nm, seul le couple des modes fondamentaux TE et TM existe, le guide dit monomode. Par contre, si l'épaisseur est de 2300 nm, quatre paires de modes peuvent se propager, Le guide est multimode.

La Figure II-4 montre également qu'au sein d'une paire de mode (TEM, TMm), les indices effectifs sont différents : on parle de biréfringence de mode ΔN ou de différence de constante de propagation : $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM} = k\Delta N$.

II-3- Matériaux magnétiques

Le magnétisme est un phénomène produit par des charges électriques en mouvement. La force agissant sur ces charges, dite force de Lorentz, traduit la présence d'un champ magnétique.

L'état quantique de spin des électrons est responsable d'une première partie du magnétisme (*magnétisme de spin*). Une deuxième partie est imputable au mouvement orbital de ces électrons autour du noyau de l'atome (*magnétisme orbital*) et également au magnétisme du noyau lui-même (*magnétisme nucléaire*), notamment mis à profit dans les techniques d'imagerie médicale par résonance magnétique nucléaire (RMN), qui est à la base d'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM).

Elle trouve donc essentiellement son origine dans les propriétés des électrons telles qu'elles sont expliquées par la physique quantique.

Pour un matériel donné, le rapport entre le champ magnétique appliqué \vec{H} , l'induction magnétique \vec{B} et l'aimantation du matériel \vec{M} est donné, $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$ (II.23)

Où μ_0 la perméabilité magnétique du vide est donné par $4\pi \times 10^{-7} \text{ H. m}^{-1}$.

Les unités de \vec{H} et \vec{M} est d'ampères par mètre (A/m) et pour \vec{B} est weber/m² ou Tesla (t). \vec{M} est une propriété du matériel. L'aimantation du matériel est déterminée par les moments magnétiques des différents atomes ou molécules, et leur échange et interactions de moment dipolaire.

χ représente la susceptibilité magnétique est défini comme le rapport de l'aimantation \vec{M} avec le champ magnétique appliqué \vec{H} , $\chi = \frac{\vec{M}}{\vec{H}}$ (II.24)

La perméabilité μ d'un matériel est donnée par : $\mu = \frac{\vec{B}}{\vec{H}}$ (II.25)

A partir les équations. II.23, II.24 et II.25 nous obtenons : $\mu = \mu_0 (1 + \chi)$ (II.26)

Ainsi nous pouvons exprimer la perméabilité magnétique relative du matériau à partir de cette susceptibilité [7] : $\mu_r = 1 + \chi$ (II.27)

La susceptibilité magnétique χ est un nombre dont la valeur permet de distinguer plusieurs types de corps : ferromagnétiques, antiferromagnétiques, ferrimagnétiques, paramagnétiques, et diamagnétiques.

Les matériaux **ferromagnétiques** sont constitués de petits domaines à l'intérieur desquels les atomes, appelés domaines de Weiss, et séparés par des parois dites de Bloch [8], présentant une aimantation parallèle, tendent à s'aligner comme autant de dipôles élémentaires dans la direction d'un champ magnétique extérieur. Les moments magnétiques de chaque atome peuvent s'aligner spontanément dans ces domaines, même en l'absence de champ extérieur. En présence d'un tel champ, les parois se déplacent et tendent à renforcer le champ appliqué. Si celui-ci dépasse une certaine valeur, le principal domaine orienté dans la direction du champ tendra à occuper tout le volume du matériau. Si le champ diminue, les parois se déplacent, mais pas de façon symétrique, une partie du mouvement "aller" des parois étant irréversible: il subsiste donc une magnétisation rémanente, importante dans les aimants proprement dits ou la magnétite naturelle.

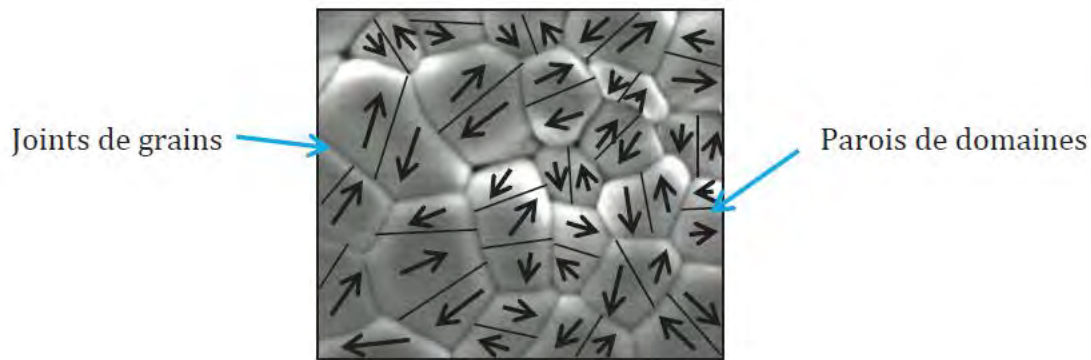


Figure II.5 : Répartition des domaines dans un cristal non-aimanté [8]

L'ensemble du processus constitue un cycle d'hystérésis, la relation du champ induit au champ extérieur dessinant une *boucle* ou *courbe d'hystérésis* dont la surface représente l'énergie perdue dans la partie irréversible de ce processus. Pour annuler le champ induit, il faut appliquer un champ coercitif: les matériaux avec lesquels les aimants permanents artificiels sont réalisés présentent une valeur élevée de champ coercitif.

En général, le moment magnétique total des matériaux ferromagnétiques est nul, les différents domaines ayant des orientations différentes. Le ferromagnétisme disparaît si on dépasse une certaine température appelée point de Curie.

Le couplage collectif des spins entre centres métalliques du matériau ou d'un complexe de métaux de transition explique les propriétés magnétiques du matériau, les moments de tous les spins se trouvant tous orientés de manière identique.

Les matériaux dont les atomes sont éloignés les uns des autres dans leur structure cristalline favorisent un alignement de ces aimants élémentaires par couplage. Le fer, mais aussi le cobalt, le nickel et leurs alliages comme le NiFe ou le CoFe, en particulier les aciers, et certains de leurs composés appartiennent à cette catégorie caractérisée par une susceptibilité magnétique positive et très élevée entre quelques unités et 10^4 [9], ainsi que, plus faiblement, certains métaux de la famille des terres rares, quelques alliages dont les mailles sont grandes et certaines combinaisons d'éléments n'appartenant pas eux-mêmes à cette famille.

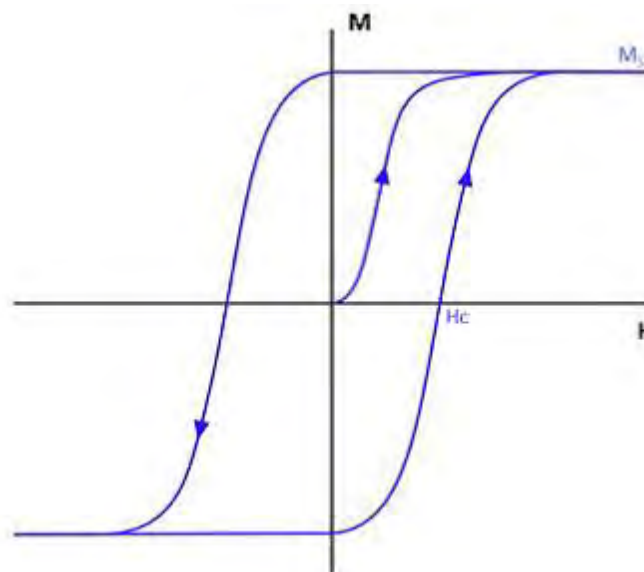


Figure II.6 : Schéma d'un cycle d'hystérésis de l'aimantation en fonction du Champ magnétique. M_s est l'aimantation à saturation et H_c est le champ coercitif [10].

Dans les matériaux **ferrimagnétiques**, les domaines magnétiques constituent des ensembles pouvant être alignés dans des sens opposés (anti-parallèles), mais leur moment magnétique résultant diffère de zéro alors que le champ extérieur est nul (exemples des ferrites comme la magnetite (Fe_3O_4), les grenats magnétiques comme le YIG (grenat d'Yttrium et de Fer) et les hexaferrites comme le $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$). Le ferrimagnétisme s'observe dans des matériaux comportant deux types d'atomes se comportant comme des aimants de force différente et orientés en sens contraire.

Si la somme des moments parallèles et anti-parallèles est nulle, il s'agit d'**anti-ferromagnétisme** (exemple des alliages FeMn et l'oxyde NiO). En effet, si les atomes sont plus rapprochés, la disposition la plus stable est celle d'aimants antiparallèles, chacun compensant en quelque sorte son voisin.

Les matériaux paramagnétiques présentent un comportement de même nature que les ferromagnétiques, bien que beaucoup moins intense (leur susceptibilité magnétique est positive mais très faible, de l'ordre de 10^{-3}). Chaque atome d'un tel matériau a un moment magnétique non-nul. Sous l'action d'un champ extérieur, les moments magnétiques s'orientent et augmentent ce champ, qui décroît cependant avec la température, l'agitation thermique désorientant les dipôles élémentaires. Les matériaux paramagnétiques perdent leur aimantation dès qu'ils ne sont plus soumis au champ magnétique. L'aluminium, le manganèse et le tungstène sont des exemples de matériaux paramagnétiques [10].

La magnétisation dans **les matériaux diamagnétiques** induite par un champ magnétique s'opère dans la direction opposée à ce dernier : ils présentent une susceptibilité magnétique négative et extrêmement faible (de l'ordre de 10^{-5}), ils ont donc tendance à s'éloigner le long de ses lignes de champ vers les zones de faible champ. Un diamagnétique parfait offrirait une résistance maximale au passage du champ magnétique et présenterait une perméabilité nulle. En fait, tous les corps présentent peu ou prou ce phénomène de diamagnétisme, imputable à la déformation des orbitales électroniques des atomes sous l'action d'un champ extérieur, phénomène réversible avec la disparition du champ extérieur [11].

Les métaux comme l'argent, l'or, le cuivre, Le bismuth, le mercure ou le plomb, le quartz, le graphite, les gaz rares ainsi qu'une grande majorité des composés organiques se rangent dans cette catégorie.

II-4- Propagation dans un milieu aimanté

La théorie des effets MO se base sur les équations de Maxwell. Aux fréquences de l'infrarouge, les électrons du milieu MO ne sont perturbés que par la composante E du champ électromagnétique. Ainsi, la perméabilité magnétique peut être considérée égale à 1 ($\mu = 1$). Les équations reliant E et H prennent dans ce cas la forme :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = i\omega\mu_0\vec{H} \quad (\text{II.28})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_m\vec{E} \quad (\text{II.29})$$

ε_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité diélectrique et perméabilité magnétique du vide. La permittivité du milieu MO est décrite par le tenseur ε_m :

$$\varepsilon_m = \varepsilon + \Delta\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{iso} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{iso} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{iso} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & +ig_z & -ig_y \\ -ig_z & 0 & +ig_x \\ +ig_y & -ig_x & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.30})$$

Les éléments diagonaux ϵ_{iso} correspondent à la permittivité du milieu isotrope. La présence d'aimantation dans le milieu introduit de l'anisotropie représentée par les éléments non-diagonaux $g_{x,y,z}$ du tenseur de permittivité. Le vecteur \vec{g} est le vecteur de giration. Ses composantes g_x, g_y, g_z sont proportionnelles à l'aimantation du milieu MO et leur signe dépend de la direction du vecteur \vec{M} . Dans le cas d'un matériau absorbant les éléments de la matrice ϵ_m sont des nombres complexes.

Les solutions des équations de Maxwell (II. 28, II.29) sont les états de base de polarisations orthogonales ou autrement dit les modes normaux (ou modes propres). Elles ont une dépendance harmonique en temps et en coordonnées spatiales : $\vec{E} = E_0 \exp[i(\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r})]$ et $\vec{H} = H_0 \exp[i(\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r})]$, où \vec{K} est le vecteur de propagation. En injectant ces expressions dans les équations de Maxwell (II. 28, II.29), en prenant compte de l'expression (II.30), et en éliminant, l'équation des modes normaux prend la forme:

$$n^2 \vec{E} - \vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{E}) = \epsilon_m \vec{E} \tag{II.31}$$

où $\vec{n} = \left(\frac{c}{\omega}\right) \vec{K}$ est le vecteur de réfraction $\vec{n} = n \vec{s}$, n est l'indice de réfraction et \vec{s} est le vecteur unitaire dans la direction de propagation. Pour trouver la solution non triviale du système d'équations (II.31) il faut annuler le déterminant de la matrice:

$$\det(n^2 \delta_{jk} - n_j n_k - \epsilon_{jk}) = 0 \tag{II.32}$$

L'équation (II.32) est une équation de Fresnel qui permet de trouver la relation entre ω et \vec{K} , ou autrement dit les valeurs propres.

II-5- Effet Faraday

Dans un matériau soumis à un champ magnétique, une onde polarisée rectilignement subit une rotation de polarisation proportionnelle à la composante du champ magnétique parallèle à la direction de propagation de la lumière.

L'origine physique de cette interaction magnéto-optique vient du mouvement d'un électron au sein d'un atome d'un matériau sous l'action conjuguée d'un champ magnétique \vec{B} et d'une onde lumineuse (onde électromagnétique) qui s'y propage.

La résolution de l'équation du mouvement de l'électron, en tenant compte de toutes interactions, montre que la permittivité diélectrique pour un matériau soumis à un champ magnétique orienté selon Oz ($\vec{B} = B \vec{u}_z$) s'écrit [12] :

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi) = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & -i\epsilon_2 & 0 \\ i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_1 \end{bmatrix}_{0xyz} \tag{II.33}$$

Les termes hors diagonaux ϵ_2 dans cette expression sont proportionnels au champ magnétique appliqué.

Pour une onde lumineuse longitudinale ($\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{j(\omega t - k \cdot z)}$), la résolution des équations de Maxwell, dans un matériau possédant la permittivité représentée par l'expression (II.33), montre que seuls deux types d'onde peuvent se propager sans altération :

Les vibrations circulaires droites (vcd) caractérisées par un indice de propagation

$$v_d = \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2} \text{ et la relation } E_{dy} = -iE_{dx}.$$

Les vibrations circulaires gauches (vcg) caractérisées par un indice de propagation

$$v_g = \sqrt{\epsilon_1 + \epsilon_2} \text{ et la relation } E_{gy} = -iE_{gx}.$$

Ces polarisations circulaires droite et gauche constituent les états propres de propagation. L'application d'un champ magnétique au matériau a ainsi créé une symétrie circulaire qui ne permet que la propagation d'onde électromagnétique ayant une polarisation circulaire. La projection sur les états propres de propagation d'une onde polarisée linéairement correspond à deux états de polarisation circulaire droite et gauche d'égale amplitude (Figure II.7). Lorsque cette polarisation linéaire arrive sur le matériau, les deux polarisations circulaires se propagent à des vitesses différentes. Ainsi, au bout d'une longueur l dans le matériau, elles sont déphasées l'une par rapport à l'autre de :

$$\Phi = \frac{2\pi.l.Re(v_g-v_d)}{\lambda} \tag{II.34}$$

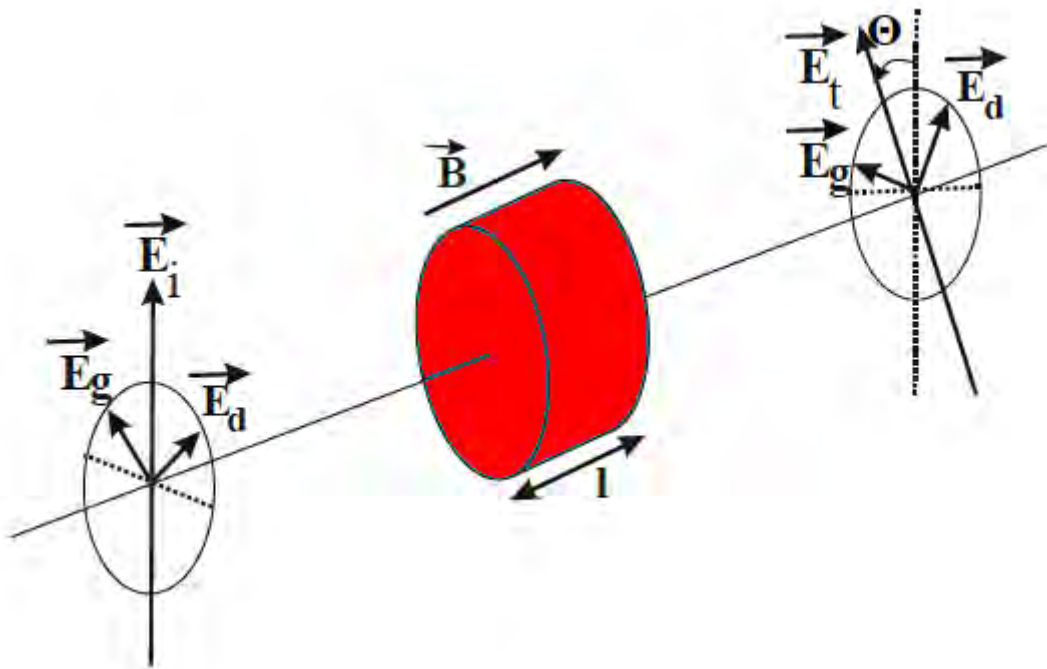


Figure II.7: Evolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne au cours de la traversée d'un matériau soumis à un champ magnétique.

En sortie du matériau, les deux ondes se recombinent pour donner une vibration polarisée rectilignement ayant tournée d'un angle Θ par rapport à la direction de l'onde incidente avec [13] :

$$\Theta = \frac{\Phi}{2} = \frac{\pi.l.Re(\sqrt{\epsilon_1+\epsilon_2}+\sqrt{\epsilon_1-\epsilon_2})}{\lambda} \cong \frac{\pi.l.Re(\epsilon_2)}{\lambda\sqrt{\epsilon_1}} = \frac{\pi.l.Re(\epsilon_2)}{\lambda n} \tag{II.35}$$

Avec n , l'indice de réfraction du matériau.

Cet angle de rotation, appelé **rotation Faraday** est donc directement proportionnel au terme hors diagonal ϵ_2 . Dans le cas simple d'un électron élastiquement lié, elle est proportionnelle au champ magnétique appliqué [13].

Il est souvent plus utile de noter cette rotation en termes de rotation spécifique par unité de longueur : $\theta_F(^{\circ}/cm) = \frac{180}{\pi.l} . \Theta$

Une des propriétés importantes de la rotation Faraday découverte en 1845 par Faraday est sa **non réciprocity**. Pour mettre en évidence cet effet, nous supposons maintenant que le champ magnétique est orienté dans le sens opposé soit : $\vec{B} = -B \vec{u}_z$

En reprenant le cheminement précédent, on peut montrer que la rotation Faraday change de signe et prend la valeur :

$$\theta = -\frac{\pi \cdot l \cdot \text{Re}(\epsilon_2)}{\lambda \sqrt{\epsilon_1}} \quad (\text{II.36})$$

Cela signifie qu'une onde rectiligne faisant un aller-retour dans le matériau subit une rotation de polarisation égale à 2θ et ne retrouve donc pas son état initial (Figure II.8), ce qui illustre le caractère non-réciproque de l'effet Faraday.

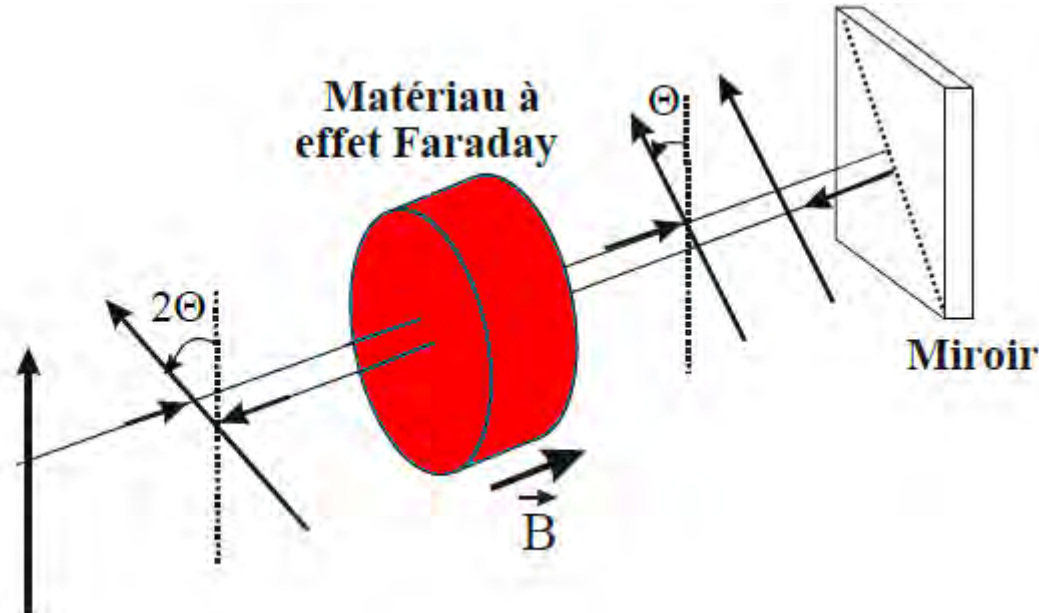


Figure II.8: Évolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne lors d'un aller-retour au sein d'un matériau soumis à un champ magnétique.

II-6-1-Cas de matériaux ferro ou ferrimagnétique

Dans l'illustration précédente, nous avons considéré que le terme hors diagonal ϵ_2 et par conséquent la rotation Faraday est proportionnel au champ \vec{B} . Cela est particulièrement vrai pour les verres diamagnétiques. Pour les matériaux ferro ou ferrimagnétique, tel que le ferrite de Cobalt, le tenseur de permittivité s'écrit de la même façon [12], mais le terme hors diagonal noté ϵ_2 est en fait proportionnel à l'aimantation \vec{M} régnant au sein du matériau.

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & -i\epsilon_{mo} & 0 \\ i\epsilon_{mo} & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_1 \end{bmatrix}_{0xyz} \quad (\text{II.37})$$

$\epsilon_{mo} = \gamma M$. La rotation Faraday spécifique s'écrit : $\theta_F(^{\circ}/cm) = \frac{180}{\pi \cdot \lambda} \cdot \text{Re}(\epsilon_{mo})$.

II-7- L'isolateur optique en espace libre

Le fonctionnement de l'isolateur optique en espace libre est illustré sur la Figure II.9. Il est composé d'un tronçon magnéto-optique fournissant une rotation Faraday de 45° et de deux polariseurs. Le polariseur en sortie, incliné de 45° par rapport à celui d'entrée, permet le passage de la lumière qui subit une rotation 45° . Par contre dans le sens retour, la rotation de 45° se fait dans le sens opposé et la direction de polarisation de la lumière se trouve inclinée de 90° par rapport au polariseur d'entrée. Elle est donc bloquée.

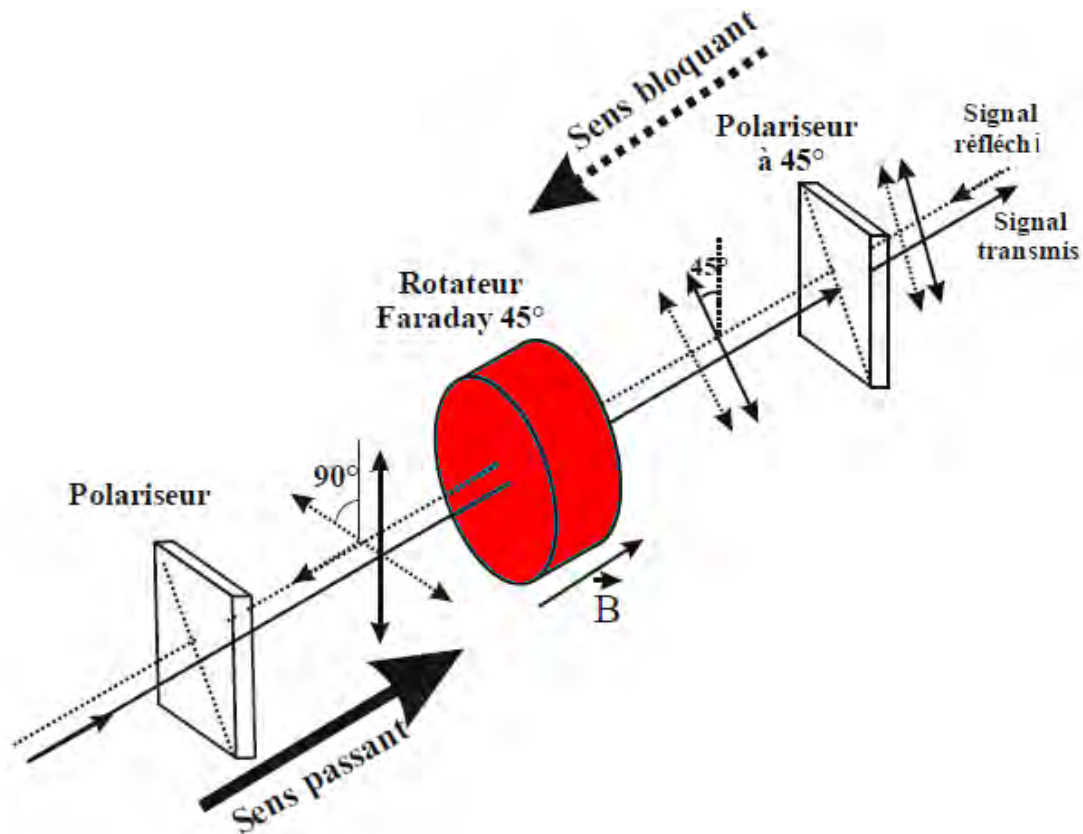


Figure II.9: Principe de fonctionnement d'un isolateur optique en espace libre.

Dans la pratique, les isolateurs optiques sont caractérisés principalement par leur taux d'isolation. Le taux d'isolation en dB est le rapport de coefficient de transmission entre le sens aller et le sens retour. Les pertes d'insertions sont les pertes que l'on provoque lorsque l'on insert le composant dans une chaîne optique (pertes de couplage, pertes de propagation...etc.)

Les pertes d'insertion dans les isolateurs optiques en espace libre sont de l'ordre de 0,3 à 0,5 dB et le taux d'isolation entre 35 et 44dB [13]. Suivant la longueur d'onde, le matériau magnéto-optique employé peut être un verre paramagnétique, un grenat de terbium et gallium (TGG), un grenat d'yttrium et de fer (YIG), ou un grenat de gadolinium de bismuth et de fer (GBIG) [14].

II-8- Conversion de modes TE-TM

Des effets non réciproques peuvent être obtenus en configuration guidée [15]. À la manière de ce qui se fait en espace libre, la technique de conversion de modes TE-TM consiste à réaliser sous l'influence d'un champ magnétique longitudinal à la direction de propagation un couplage entre les modes TE et TM d'un guide planaire (Figure II-10).

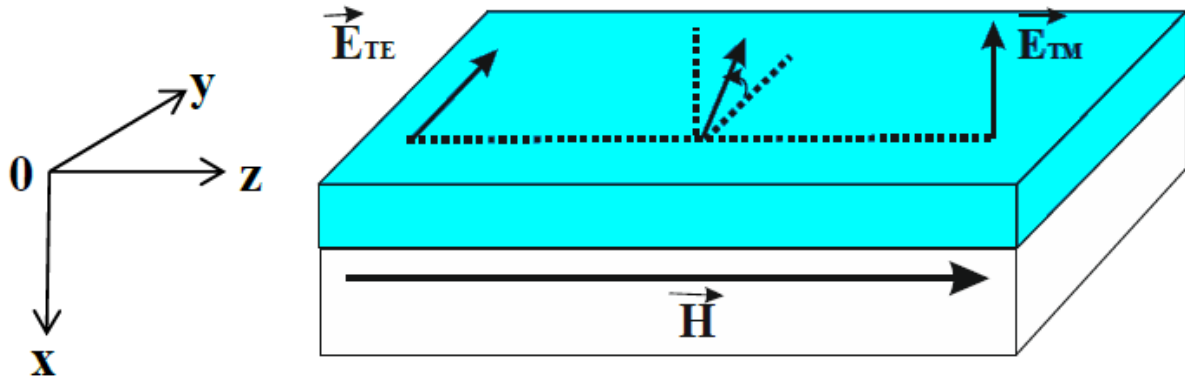


Figure II-10: Configuration permettant le couplage de modes TE-TM. L'application d'un champ longitudinal crée une aimantation au sein du guide. Celle-ci est à l'origine du couplage entre les composantes E_y^{TE} et E_x^{TM} .

Ce couplage provient des termes hors diagonaux ($\varepsilon_2 = -i\varepsilon_{mo}$) du tenseur de permittivité du matériau ferromagnétique soumis à un champ magnétique :

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_{mo} & 0 \\ i\varepsilon_{mo} & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.38})$$

où ε_{mo} est proportionnel à l'aimantation régnant au sein du matériau :

$$\varepsilon_{mo} = \gamma M = \frac{n\lambda \theta_F}{\pi}$$

avec θ_F , n et λ , respectivement la rotation Faraday intrinsèque, l'indice du matériau et la longueur d'onde du travail.

Ce tenseur est très souvent utilisé pour étudier les effets magnéto-optiques.

Ces termes non diagonaux conduisent à un couplage entre les modes TE et TM des guides planaires. Les modes étant supposés sans pertes, le formalisme de YarI [16] conduit à l'équation des modes couplés suivante [17] :

$$\frac{dA_{TE}}{dz} = K A_{TM} \exp(i\Delta\beta z) \quad (\text{II.39})$$

$$\frac{dA_{TM}}{dz} = K^* A_{TE} \exp(-i\Delta\beta z) \quad (\text{II.40})$$

En notant A_{TE} et A_{TM} , les amplitudes des modes.

$\Delta\beta$ représente la différence de constantes de propagation entre les deux modes considérés $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM}$, et K est la constante de couplage donnée par la relation [15] :

$$K = i\varepsilon_{mo} \frac{\omega \varepsilon_0}{4\sqrt{P_{TE} P_{TM}}} \int E_y^{TE} E_x^{TM} dx dy \quad (\text{II.41})$$

Où P_{TE} et P_{TM} sont les puissances associées à chaque mode :

$$P_{TE} = \int E_y(x) \cdot H_x^*(x) dx \quad (\text{II.42})$$

$$P_{TM} = \int H_y(x) \cdot E_x(x) dx \quad (\text{II.43})$$

En première approximation, cette constante de couplage s'exprime simplement en fonction de la rotation Faraday spécifique θ_F [15] :

$$K = i \frac{\varepsilon_{mo} \pi}{\lambda n} = i\theta_F \quad (\text{II.44})$$

En supposant que le mode incident soit TM, la théorie des modes couplés montre que l'expression des amplitudes des champs au bout d'une distance z s'écrit [15] :

$$A_{TM}(z) = A_{TM}(0)e^{-i\beta_m z} \left(\cos \sigma z - i \frac{\Delta\beta}{2\sigma} \sin \sigma z \right) \quad (II.45)$$

$$A_{TE}(z) = A_{TM}(0)e^{-i\beta_m z} \left(-i \frac{K^*}{\sigma} \sin \sigma z \right) \quad (II.46)$$

Avec $\sigma = \sqrt{|K|^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2}$ et $\beta_m = (\beta_{TM} + \beta_{TE})/2$

Le rendement de conversion $R(z)$ est défini comme le rapport de l'intensité du mode TE à la distance z sur l'intensité du mode TM au départ : $R(z) = I_{TE}(z)/I_{TM}(0)$. Il s'écrit alors :

$$R(z) = \frac{|K|^2}{\sigma^2} \sin^2(\sigma z) = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} \sin^2 \left[\sqrt{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} z \right] \quad (II.47)$$

Cette dernière relation met en évidence que la conversion n'est complète que si $\Delta\beta = 0$.

Dans ce cas, elle est obtenue pour une distance de propagation $L_c = \pi/2|K|$, appelée longueur de couplage. Si la différence de phase $\Delta\beta$ n'est pas nulle, le rendement de conversion est limité à la valeur R_M obtenue au bout d'une distance $L_c = \frac{\pi}{\sqrt{4\theta_F^2 + \Delta\beta^2}}$:

$$R_M = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} \quad (II.48)$$

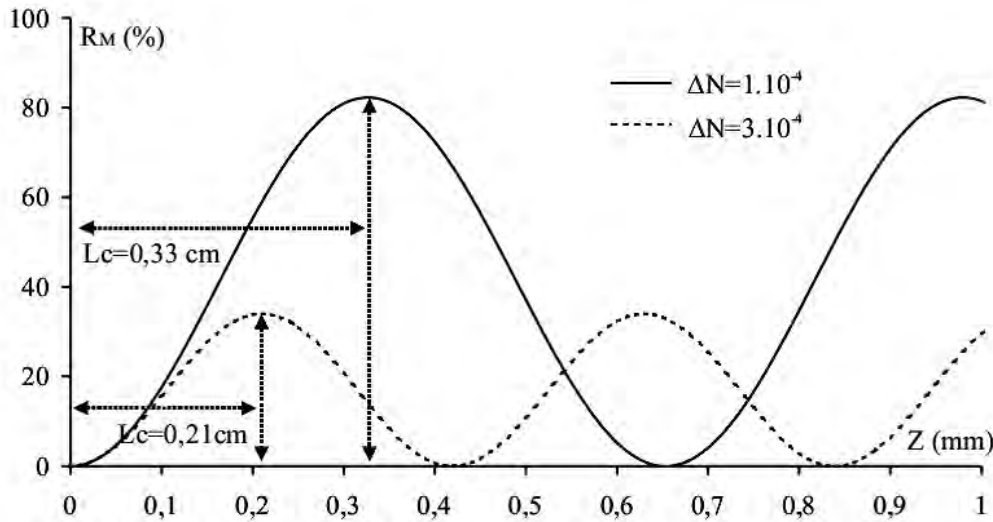


Figure II.11 : Évolution du rendement de conversion $RM(z)$ en fonction de la longueur de propagation z pour deux guides possédant deux différentes biréfringence modale pour une $\theta_F = 250^\circ/cm$ à 1550 nm.

La Figure II-11 donne une représentation graphique de ce rendement de conversion maximal en fonction de la distance de propagation z dans un guide magnéto-optique.

Cette courbe illustre une conversion maximale de 82 % à la longueur d'onde 1550 nm, pour un guide d'onde possédant une biréfringence modale $\Delta N = 1.10^{-4}$ (la différence de constante de propagation $\Delta\beta = k\Delta N$ de l'ordre de $\theta_F = 230^\circ/cm$) pour une rotation Faraday qui vaut $\theta_F = 250^\circ/cm$. Elle montre également que la biréfringence de mode (différence de phase $\Delta\beta$) peut limiter drastiquement R_M , le taux maximum de conversion TE-TM donné par l'expression II.48. Il en ressort donc nettement que si l'on veut utiliser la conversion de mode pour réaliser un effet non réciproque, il est nécessaire de contrôler finement ce facteur pour le réduire au minimum [17].

II-9- Techniques d'isolation

Dans cette partie, nous allons présenter deux types d'isolateurs en optique intégrée : L'isolateur à rotation et l'isolateur à déphasage.

II-9-1- Isolateur à rotation

Basée sur la théorie développée par Yamamoto *et al* [18], L'isolateur à rotation fut réalisé par Castera et ses collaborateurs en 1977 [19]. Ce composant comme l'indique la figure II.12, est constitué d'un sélecteur de modes et de deux tronçons : un non-réciproque et un réciproque. Le matériau utilisé est le GdGa : YIG, il est déposé par épitaxie en phase liquide. Le tronçon non-réciproque est réalisé en utilisant l'effet Faraday par application d'un champ magnétique longitudinal au faisceau propagateur. La section réciproque est obtenue par application d'un champ magnétique inclinée à $22,5^\circ$ du plan de la couche. Les longueurs des sections non-réciproque et réciproque sont calibrées de telle façon à obtenir pour chacune d'elle une rotation de 45° .

Le mode TE incident traverse le sélecteur de modes puis la section non-réciproque et réciproque. Dans le sens aller, les effets des deux tronçons s'annulent, laissant ainsi le mode incident TE inchangé. Dans le sens retour, les effets s'ajoutent et le mode TE est converti en TM, absorbé par le sélecteur. Avec une telle structure, une isolation de l'ordre de 10 dB a été obtenue. De nombreuses équipes ont travaillé à l'amélioration de ce composant, le meilleur taux d'isolation est obtenu par Sugimoto et al en 1996 avec une isolation de 31 dB [20].

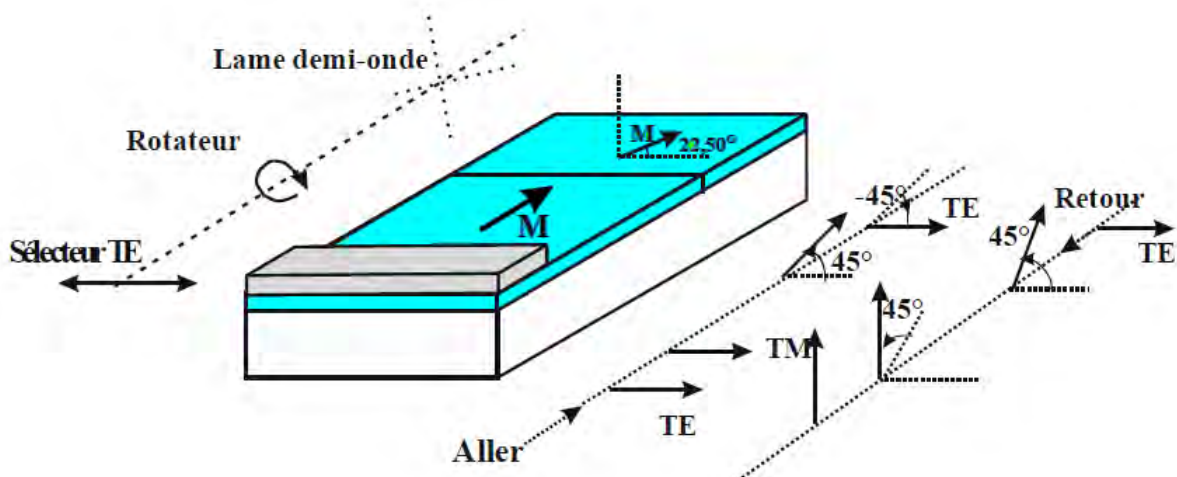


Figure II.12 : Isolateur intégré à rotation fonctionnant sur le mode TE.

II-9-2- Isolateur à déphasage

La figure II.13 représente le principe de l'isolateur à déphasage. Il est constitué d'un interféromètre de Mach-Zehnder dont l'un des bras contient un déphaseur non réciproque et un réciproque, l'autre bras contient uniquement un déphaseur non réciproque. Le déphaseur non réciproque est basé sur des constantes de propagation non réciproques ($\beta_{aller} \neq \beta_{retour}$).

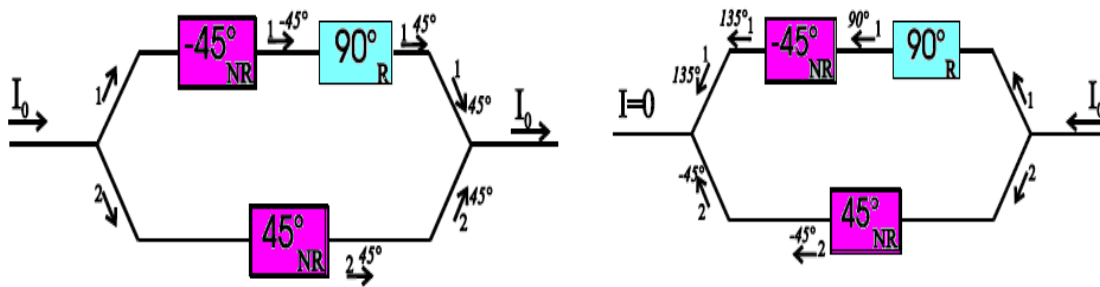


Figure II.13 : Isolateur intégré à déphasage. Les déphaseurs non réciproques (NR) ont une rotation de 45° alors que le réciproque (R) à une rotation de 90° . Les valeurs des phases accumulées sont reportées sur les ondes de chaque bras.

Dans cette structure, un tel effet est obtenu en utilisant une aimantation transverse au faisceau lumineux, dirigée horizontalement dans la couche, pour le mode TM [21]. Dans le cas du mode TE, pour obtenir cet effet, l'aimantation est transversale par rapport à la direction de propagation et au plan de la couche, et d'orientation différente dans les zones de guidage juxtaposées [22].

Dans le sens aller, la structure permet d'obtenir une recombinaison des deux ondes, alors que dans le sens retour les deux ondes sont en opposition de phase et s'annulent. Des isolateurs à déphasage de modes TM ont été réalisés par Fujita et al [23], et de modes TE par Bahlmann et al [24] et enfin plus récemment des isolateurs indépendants de la polarisation [25].

II-10- Conversion de modes et isolateurs optiques

Dans cette partie nous allons présenter les différentes études sur la conversion de modes et les isolateurs optiques, nous allons schématiser un bref état de l'art concernant ces études.

En 1976, les premières études d'intégration d'isolateur optiques ont exploité l'effet Faraday. Un isolateur à semi évanescence qui est composé d'un guide magnéto-optique avec une couche de matériau anisotrope à proposé par Yamamoto *et al.* [26]. la mauvaise interface entre le guide et la couche anisotrope représente la difficulté primordiale dans cette expérience. Afin d'améliorer cette structure Mizumoto applique une méthode appelée « direct wafer bonding » pour déposer les couches MO sur les différents matériaux par « collage chimique » [27]. Initialement cette méthode a été développée dans les travaux [27, 28, 29] pour le silicium et ensuite appliquée aux grenats MO dans les travaux de T. Mizumoto.

Dans la Figure II. 14. Un isolateur à semi-évanescence est présenté, Le grenat Ce: YIG MO joue le rôle de la couche guidante d'indice $n_{yig}=2,2$ à $1,55 \mu\text{m}$. La couche de niobate de lithium (LiNbO_3) est un cristal qui possède une anisotropie cristalline parallèle à l'axe cristallin et par conséquent des indices optiques ordinaire $n_o=2,21$ et extraordinaire $n_e=2,143$. L'indice de la couche guidante n_{yig} est compris entre l'indice ordinaire et l'indice extraordinaire. En conséquence, le mode TM tend à fuir dans le niobate, alors que le mode TE, qui est sensible à l'indice extraordinaire, reste confiné dans la couche guidante. Le champ magnétique appliqué parallèlement à la direction de propagation de la lumière (géométrie Faraday) induit le couplage entre les modes TE et TM de manière non-réciproque dans le grenat MO. En revanche ce couplage est réciproque dans le LiNbO_3 .

En ajustant la géométrie du guide et la direction de l'axe d'anisotropie dans niobate (angle θ) par rapport à la direction de propagation, le couplage des modes TE et TM s'annule pour la propagation dans le sens aller uniquement.

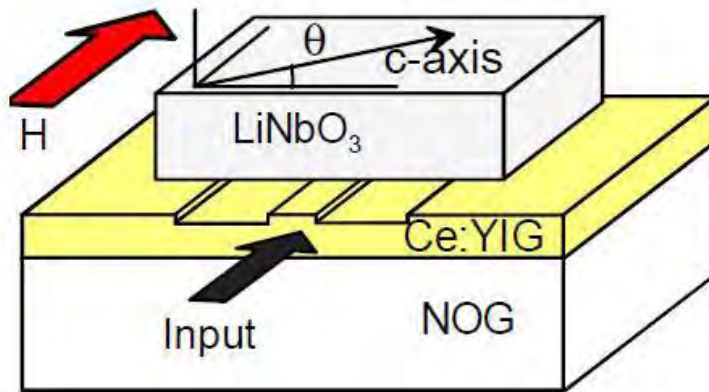


Figure II.14 : Isolateur optique intégré à semi-évanescence [30].

Grâce au couplage non-réciproque dans Ce : YIG, le composant réalise une conversion unidirectionnelle des modes. La théorie a montré que le couplage des modes TE et TM pour une couche de Ce : YIG d'épaisseur $0,9 \mu\text{m}$ et un angle $\theta=12^\circ$, s'annule complètement dans le sens aller dans le composant. Le taux d'isolation prédit est de 74 dB/cm . En revanche, l'isolateur fabriqué à $1,55\mu\text{m}$ n'a montré que $7,2 \text{ dB/cm}$ d'isolation. Cette différence entre la théorie et l'expérience est expliquée par le collage partiel entre le Ce : YIG et le cristal de LiNbO_3 .

La figure II.15 représente une version d'isolateur optique intégré qui se base sur l'effet Faraday pour une conversion des modes TE-TM non-réciproque et l'effet Cotton-Mouton pour une conversion réciproque. Cette version a été proposée par Ando *et al.* [31]. Pour réunir ces deux effets MO, différentes directions d'aimantation dans le milieu non-réciproque et réciproque sont nécessaires.

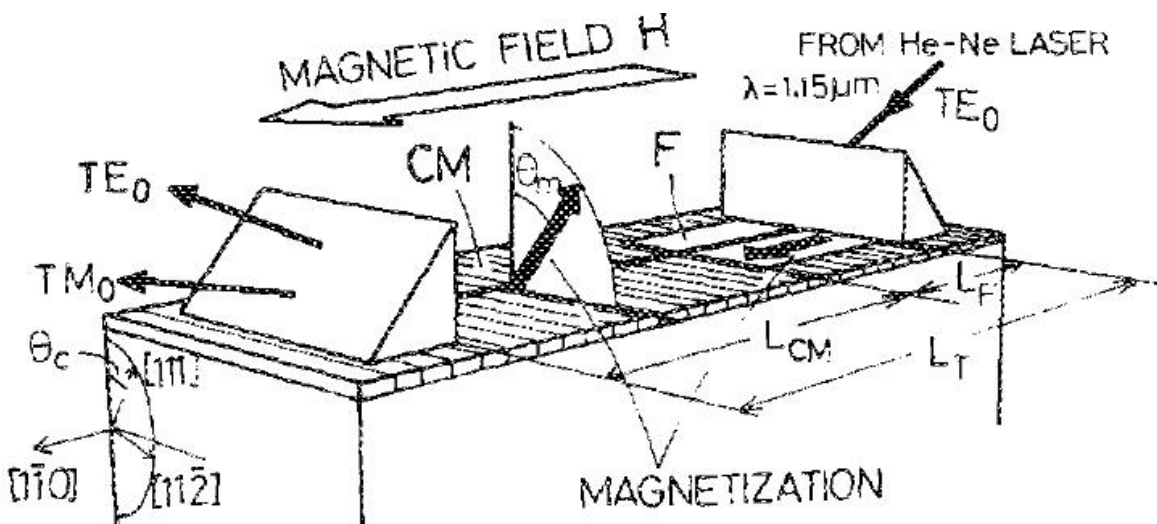


Figure II.15 : Isolateur à base de deux effets MO : Faraday et Cotton-Mouton [32].

L'aimantation est parallèle à la direction de propagation dans la section non-réciproque (F) du matériau qui induit l'effet Faraday. Par contre la section réciproque (CM) est aimantée perpendiculairement à l'axe de propagation et sous un angle θ_m par rapport à l'orthogonale au

plan du composant. En appliquant un seul champ magnétique externe afin d'avoir une telle géométrie, les auteurs ont proposé d'effectuer un recuit local par un laser argon. Le matériau MO choisi est un film de $(\text{BiGdLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ épitaxié sur GGG. L'injection de la lumière dans la couche MO ainsi que la séparation des modes TE et TM à la sortie sont effectuées par des prismes. L'isolateur réalisé de 0,68 cm de long présente 12,5 dB d'isolation sous champ magnétique appliqué de 10 mT, à la longueur d'onde de $1,15\mu\text{m}$. Les pertes d'insertion sont égales à 1,8 dB et les pertes par absorption a -7 dB.

L'isolateur à base de rotateur de Faraday à large bande spectrale a été proposé par R. Wolfe *et al.* [33]. Le principe [34] consiste à injecter dans le guide MO de la lumière déjà polarisée à $22,5^\circ$. Le choix de la polarisation initiale ($22,5^\circ$) est expliqué par la minimisation du rapport entre la rotation due à la biréfringence et la rotation Faraday et par conséquent la diminution du déphasage entre modes TE et TM. Le milieu MO du composant comprend trois couches de grenat MO dopées différemment pour obtenir l'absence de biréfringence dans la couche guidante (Fig. II. 16).

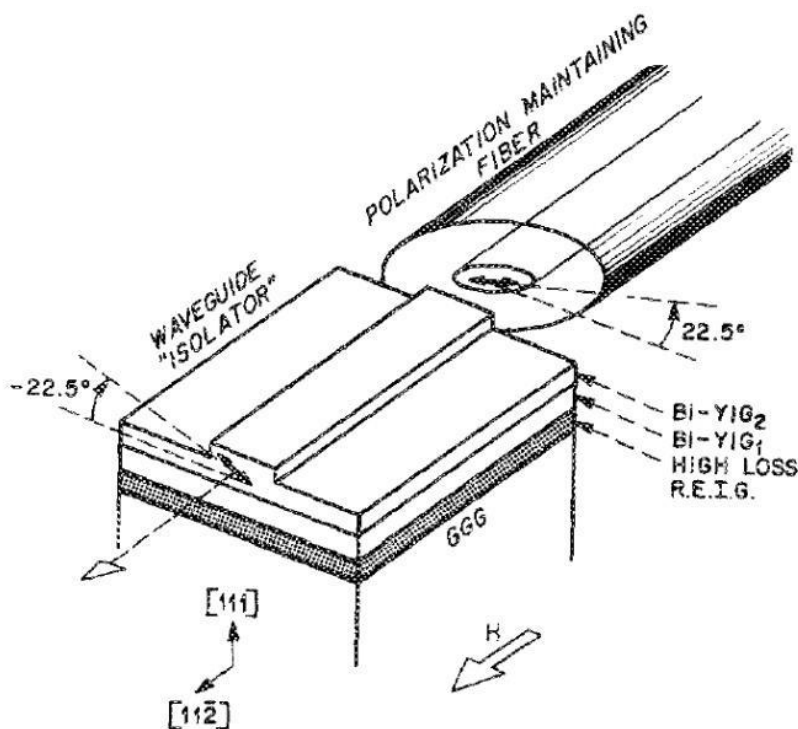


Figure II. 16 : Isolateur large bande à base de simple guide d'onde dans le grenat MO.

Cette structure est très sensible à la longueur d'onde de la lumière propagée [35]. Pour élargir la bande spectrale de fonctionnement, R. Wolfe *et al.* ont appliqué la méthode de Dammann. La lumière est polarisée à $22,5^\circ$ à l'entrée du guide et détectée par le polariseur orienté différemment pour chaque longueur d'onde dans le but de retrouver l'isolation maximale ce que correspond à l'isolateur accordable dans la version « bulk ». Le guide fonctionne comme un rotateur Faraday ordinaire et donne 45° de rotation. Le composant permet d'obtenir une isolation entre -32 et -37 dB pour la gamme spectrale $1,43 - 1,58 \mu\text{m}$ (la longueur du composant est de 3,4 mm pour obtenir 45° de rotation) sous un champ magnétique appliqué de 30 Oe ($\sim 2387 \text{ A/m}$).

Pour réaliser une version d'isolateur intégré directement sur les substrats de l'industrie des télécoms : Si ou InP, Bethanie J. H. Stadler *et al.* a proposé un isolateur à base de guide d'onde, dans la géométrie de l'effet Faraday. Pour induire l'aimantation dans la couche MO,

une couche ferromagnétique (Sm-Co) a été intégrée et séparée de la couche guidante pour éviter les pertes par absorption dans le métal (Fig. II.17).

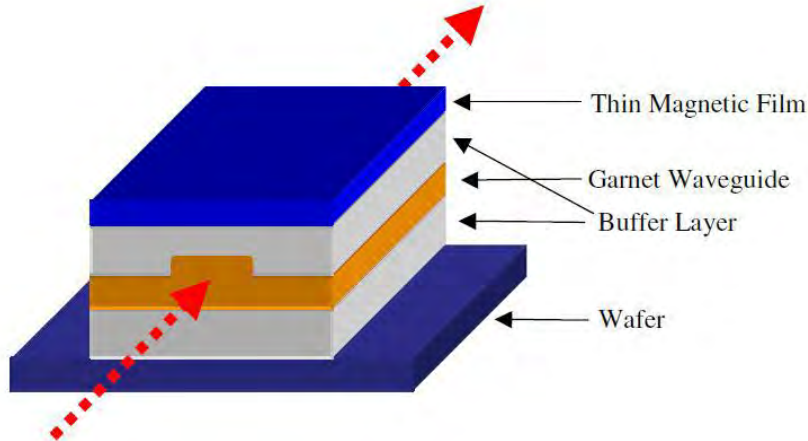


Figure II.17 : Isolateur intégré sur wafer de Si ou InP avec la couche métallique qui joue un rôle d'aimant intégré.

Les premiers tests de la structure de 5 mm de long ont donné 10° en rotation de Faraday avec des pertes de 1,566 dB/mm sous un champ magnétique de saturation de 950 Oe (75598 A/m). Ce travail était principalement orienté vers les études d'intégration des grenats sur les substrats de nature différente (Si, InP, etc.) et la structuration technologique des couche magnéto-optiques [36]. L'utilisation des grenats déposés par la méthode de pulvérisation RF (radiofréquence) a été proposée par M. Levy et al. [37]. Ils montrent que les couches préparées par cette méthode ont des épaisseurs mieux contrôlées que les films monocristallins préparés par la technique d'épitaxie en phase liquide (LPE), et ont un effet de biréfringence beaucoup moins prononcé que le monocristal (par exemple, le film de $(\text{Bi},\text{Y})_3(\text{Fe},\text{Ga})_5\text{O}_{12}$ devient non biréfringent à partir d'une épaisseur de $2,17\mu\text{m}$), et elles peuvent aussi d'incorporer une plus grande proportion d'ions de Bi et de Ce.

La figure II.18 est un cristal photonique 1D (réseau de Bragg) qui représente un guide optique périodiquement structuré dans le matériau MO.

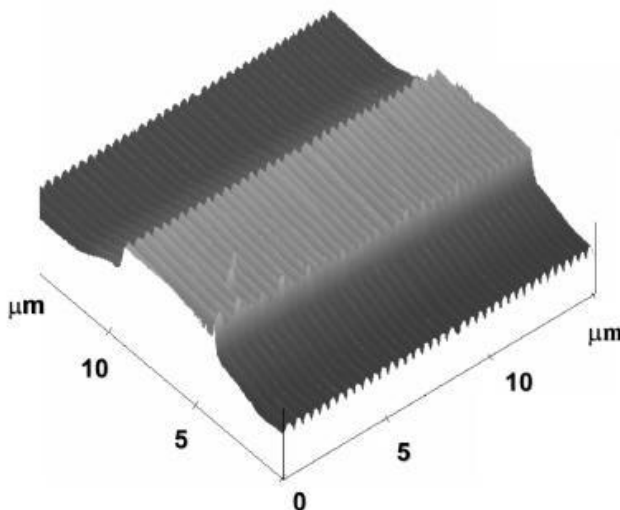


Figure II.18 : Structure du cristal photonique 1D sur le guide optique.

Le composant est fabriqué en grenat de Bi : YIG. Le réseau de Bragg a une période de 360 nm, de profondeur du réseau de 120 nm, et de largeur du guide égale à $5\mu\text{m}$. Il ont montré

expérimentalement que l'introduction de la structure magnéto-optique périodique permet d'exalter l'effet Faraday à la fréquence de résonance de la structure.

Pour obtenir l'accord de phase entre les modes TE et TM dans la version «guidée» de l'effet Faraday, K.Xie *et al.* [38] ont théoriquement proposé une structure constituée de deux convertisseurs de modes 50% : un non-réciproque à 45° et un réciproque également à 45° donnant des différences de phase de φ_1 et φ_2 respectivement.

Dans la condition où $\varphi_1 + \varphi_2 = \pm n\pi$, les deux convertisseurs ensemble produisent un effet d'isolation. L'effet d'isolation dans le guide avec 50% de conversion des modes TE-TM. Leur principe est de préserver le mode injecté dans la structure qui se propage dans le sens aller et de le convertir dans le sens opposé. Le fonctionnement du composant nécessite l'intégration de deux polariseurs à l'entrée et à la sortie du milieu rotatif (Fig. II. 19).

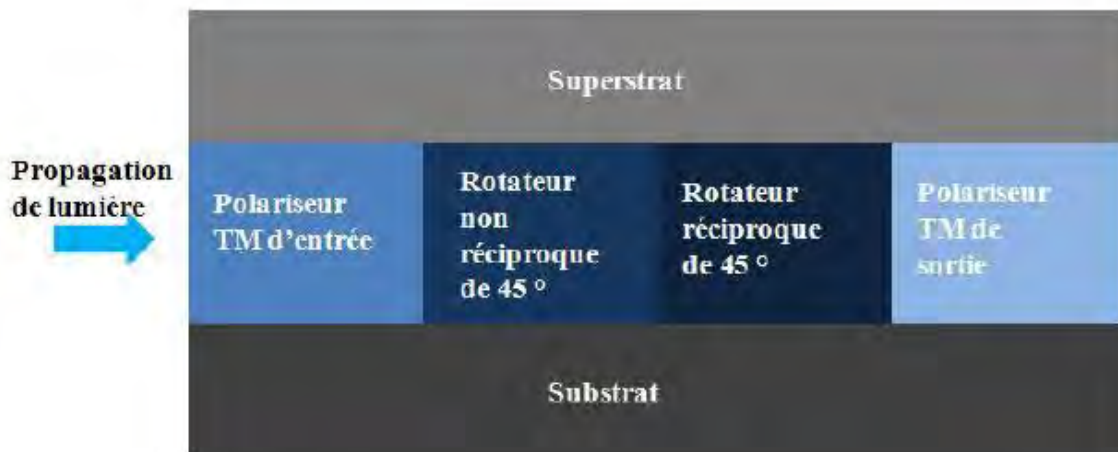


Figure II.19 : Schéma de l'isolateur proposé par Xie et al.

Dans la Fig. II.20, un guide enterré est présenté. La présence d'un coté incliné stimule le couplage entre les composants de champ électrique E_x et E_y .

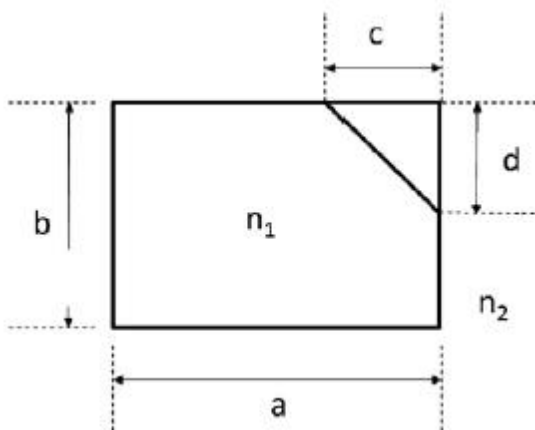


Figure II.20 : Section du guide enterré : le cœur du guide est en Ce : YIG et le milieu environnant est du GGG, ($n_1=2,21$, $n_2= 1,93$).

L'aimantation n'est présente que dans le convertisseur non-réciproque. La somme des phases $\varphi_1 + \varphi_2$ a été étudiée pour différentes géométries du guide (a, b, c, d). Le meilleur résultat obtenu permet d'atteindre une isolation de -25,4 dB avec des pertes d'insertion de -

0,0126 dB (la longueur totale des rotateurs est de 300 μm). Les guides qui composent les rotateurs doivent être TM (TE) monomodes pour obtenir 50% de conversion d'énergie. B.M. Holmes et D.C. Hutchings ont démontré la présence d'une rotation Faraday efficace dans un guide à semi-conducteur périodique recouvert par un film MO continu [39]. Une des difficultés d'utilisation des films MO sur les semi-conducteurs provient du fait que l'indice optique de la couche semi-conductrice est plus élevé. Dans ce cas l'effet Faraday ne se manifeste que dans une partie évanescence du mode propagé dans le guide. Cette interaction reste donc faible. Pour cette raison les auteurs proposent d'augmenter la longueur du composant (8mm). Pour résoudre le problème de déphasage dû à la biréfringence l'approche QPM (quasi-phase-matching) est appliquée : elle consiste notamment à renverser périodiquement l'aimantation. Dans ce travail les auteurs remplacent le renversement d'aimantation par un éloignement périodique du guide (Fig.II.21).

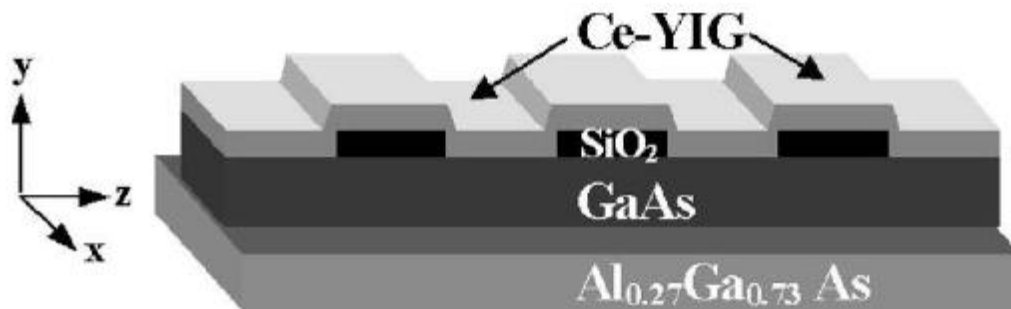


Figure II.21 : Isolateur à base du guide semi-conducteur et la couche MO de Ce-YIG.

La structure « périodique » a montré une rotation de Faraday 60 fois plus importante que dans le cas du film non structuré de Ce :YIG. L'efficacité maximale de conversion des modes TE-TM observée à longueur d'onde de 1287 nm s'élève à 12%.

La grande différence des indices optiques entre milieux MO et semi-conducteur a conduit dans la publication précédente [40] à un confinement faible dans la couche MO ce qui a diminué fortement l'effet Faraday. T. Izuhara *et al.* [41] ont proposé de créer un gap en air entre la couche MO et le substrat de semi-conducteur (Fig. II. 22) ce qui permet de mieux confiner la lumière dans la partie MO.

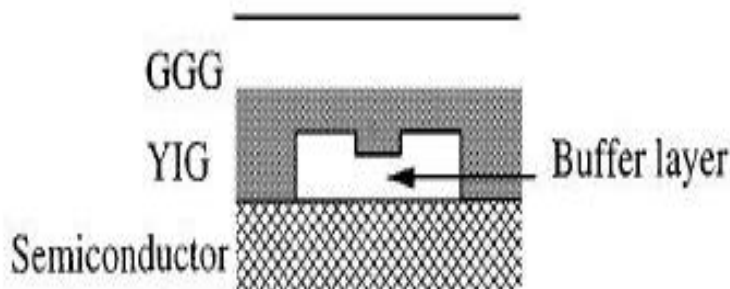


Figure II.22 : Intégration optique du guide en grenat MO (YIG) sur le substrat en semi-conducteur.

La couche tampon est de l'air, le film de YIG de 1,4 μm d'épaisseur est préparé par épitaxie en phase liquide sur un substrat de GGG. Puis la couche tampon est fabriquée sur la surface de YIG par gravure humide dans l'acide phosphorique. La structure gravée est reportée sur le substrat de semi-conducteur par la technique de « direct wafer bonding » [42, 43].

II-11- Les cristaux magnétophoniques

II-11-1-Les cristaux magnétophoniques unidimensionnels

Les avantages des cristaux photoniques, dues notamment à l'aspect de la structure des bandes, en bord des bands, et à la présence des bandes interdites peuvent être utilisés pour exalter les effets magnéto-optiques (MO). Des études ont été réalisées afin d'obtenir une rotation Faraday la plus élevée possible.

Levy *et al.* ont simulé des structures périodiques (1D CMP) de couches minces d'indices différents : matériaux isotrope à 1,926 et magnétique à 2,21. Avec différents arrangements, il a obtenu une rotation Faraday de -45° [44].

Des cristaux photoniques à base de grenat ($\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) dopé erbium ont été simulés par Grishin *et al.* La bande interdite photonique est centrée sur 1532 nm. La rotation Faraday et le facteur de mérite simulés peuvent atteindre respectivement -45° et -277° avec $128,6 \mu\text{m}$ d'épaisseur de grenat [45].

Inoue *et al.* [46] ont réalisé des cristaux photoniques 1D avec une alternance de couches de *Bi:YIG* et de SiO_2 (Fig. II-23b), dans la figure II-23a une alternance de couches de Ta_2O_5 et SiO_2 est présentée, et une microcavité au centre de cette périodicité. Cette microcavité est constituée d'un matériau aux propriétés magnéto-optiques connues (YIG substitué Bismuth). L'épaisseur de la couche mince *Bi:YIG* est de 230 nm. La longueur d'onde centrale de la BIP est voisine de 650 nm, et la rotation Faraday est de $-0,80^\circ$. Ils ont aussi montré, par simulation, une amélioration de la rotation de Kerr en utilisant du cobalt comme matériau magnétique [47, 48].

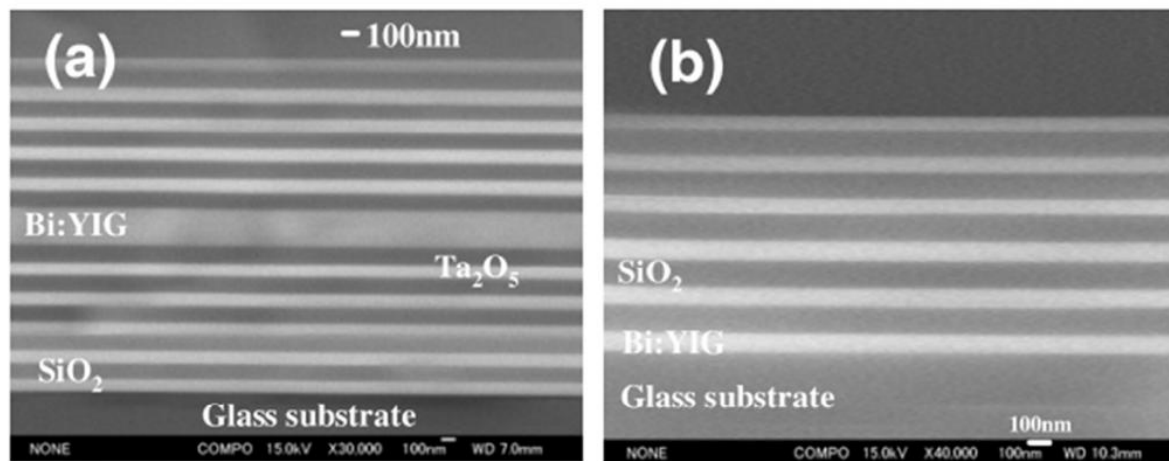


Figure II-23: structure d'un cristal magnéto photonique de travail d' Inoue et al. [47]
 a) structure de "microcavité" ($\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$)₅/*Bi:YIG*/ ($\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$)₅ et b) « structure périodique » (*Bi:YIG* / SiO_2)₅ / *Bi:YIG* (Bismuth-substituted yttrium iron garnet).

Dans un cristal magnéto photonique la dissymétrisation de la structure de bandes photoniques [49, 50, 51, 52, 53] $\omega(\mathbf{k}) \neq \omega(-\mathbf{k})$ a lieu à condition d'introduire une brisure de symétrie spatio-temporelle nécessaire à l'apparition des effets non réciproques. Différentes géométries d'isolateur optique intégré à base d'oxydes magnéto-optiques (MO) structurés en cristaux photonique 1D et 2D ont été présentées récemment [62].

La figure II.24 représente un cristal photonique unidimensionnel (multicouches périodique), dont la cellule d'unité comprend deux couches de grenat aimantées dans les directions opposées et une couche de silice, cette structure qui a été proposée par Z. Yu *et al.* [54], montre une conception originale d'un isolateur pour les modes TE.

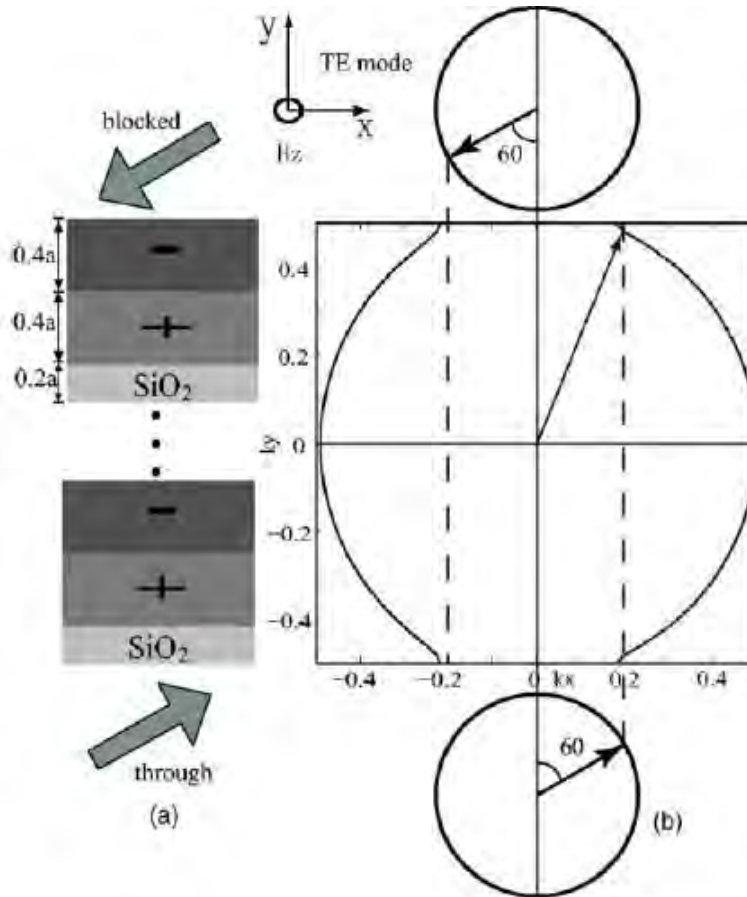


Figure II.24 :a) Structure du cristal photonique 1D, b) courbe isofréquence dans le plan (k_x, k_y) : l'onde incidente à 60° est transmise dans le sens aller et bloquée par le « gap » de la structure de bande dans le sens retour.

II-11-2-Les cristaux magnétophoniques bidimensionnels

Les effets magnéto-optiques (MO) sont induits par la couche MO (ex :BIG), la bande interdite est formée par l'interaction avec la structure périodique dépendant du contraste d'indice entre les matériaux de la structure .

L'apparition du « band gap » unidirectionnel dans les cristaux phoniques 2D a été étudiée par M. Vanwolleghem *et al.* [55]. Une structure à la bande interdite unidirectionnel fonctionnant avec une aimantation uniforme est proposée. Pour exalter l'effet non-réciproque la structure inclut une inversion des symétries temporelle et spatiale, La réduction de symétrie spatiale est obtenue grâce à la symétrie triangulaire de type « trèfles » (Fig. II.25 a) des trous du cristal photonique.

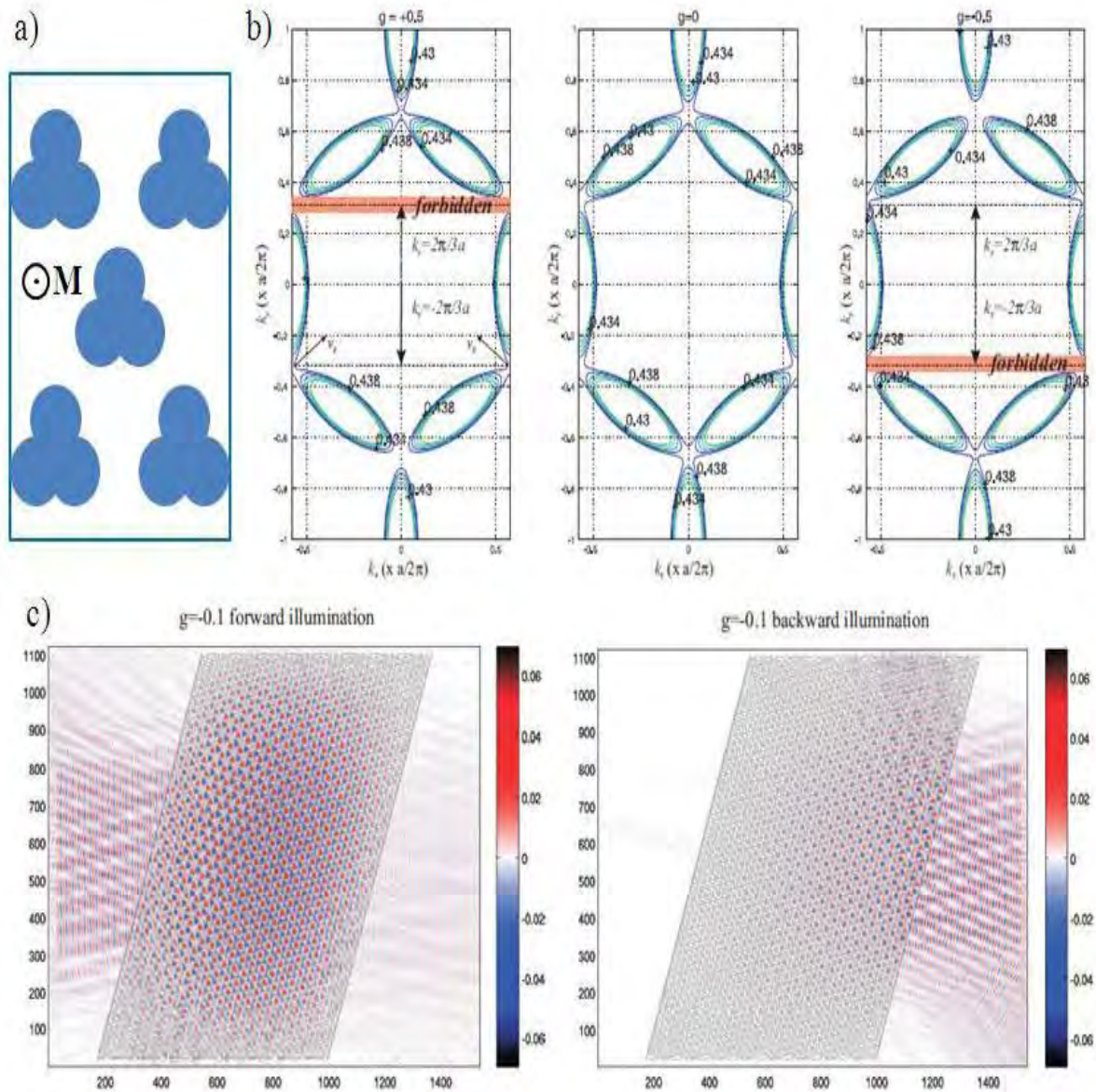


Figure II.25 :a) Structure de cristal photonique triangulaire, b) contours d'isofréquences dans le plan (k_x, k_y) pour les valeurs $g=+0,5 ; 0 ; -0,5$, c) transmission non-réciproque dans les cristal de type « trèfle ».

L'angle d'incidence choisi permet d'obtenir une transmission interdite dans le sens retour dû au « band gap » unidirectionnel. La réduction de symétrie cristalline (symétrie miroir) ainsi que l'inversion de la symétrie temporelle due au milieu anisotrope permettent de former une bande interdite unidirectionnel pour certains angles d'incidence (Fig. II. 25 b). Les courbes d'isofréquences montrent que la transmission unidirectionnelle nécessite un angle d'incidence bien déterminé. Les simulations numériques ont montré la transmission non-réciproque (25 dB d'isolation) dans le cristal photonique de type « trèfles » comprenant 40 périodes ($\sim 20 \mu\text{m}$).

Dans la figure II.26 un guide d'onde à cristal photonique à symétrie hexagonale est présenté, un décalage de phase non-réciproque des modes TE dans un guide photonique a été présenté par N.Kono et M.Koshiba [56].

Ce décalage a été obtenu par une structure constituée de deux domaines magnétiques aimantés dans les directions opposées et parallèlement à l'axe x. La paroi de compensation magnétique est ainsi créée au milieu du guide.

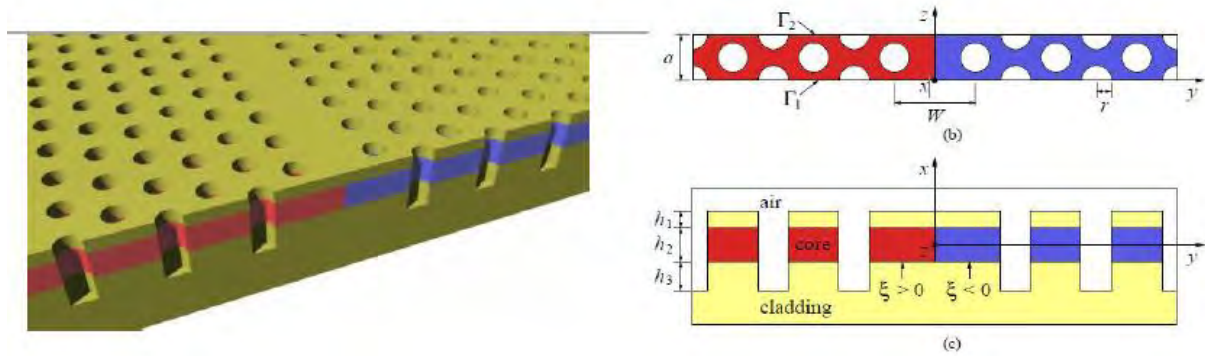


Figure II.26 : a) Guide photonique w1, b) une période de la structure cristalline, c) structure des couches : en rouge et bleu les domaines magnétiques aimantés dans les directions opposées.

La figure II.27 montre une conception du circulateur à base de cavité photonique couplé à trois guides photoniques. Le fonctionnement est décrit par la théorie de perturbation dans laquelle le facteur de perturbation est l'anisotropie magnéto-optique du milieu. Les deux modes propres dégénérés de la cavité non perturbée se couplent sous l'effet de l'aimantation, qui induit ainsi deux modes contrarotatifs. L'effet MO dépend de la force de couplage de ces deux modes. Pour maximiser ce facteur les auteurs proposent une cavité incluant des zones MO aimantées dans des directions opposées (zones gris foncé et noir), cette conception a été proposée par Z. Wang et S. Fan [57, 58].

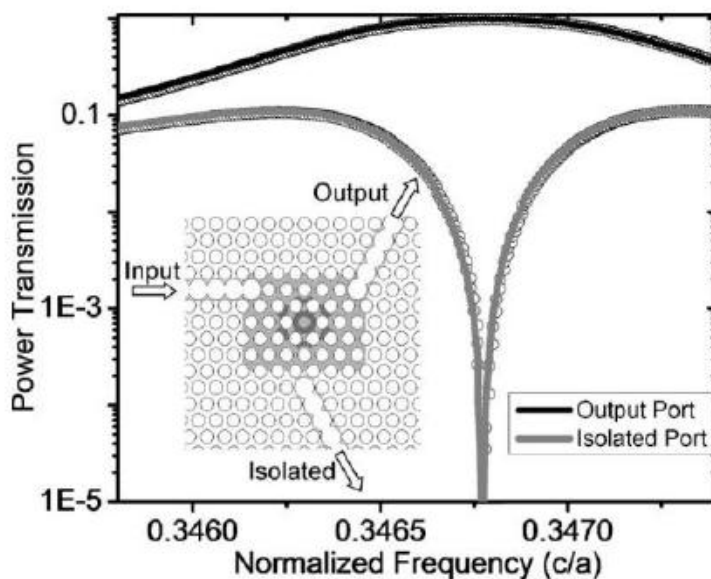


Figure II.27 : Circulateur et spectres de transmission aux deux portes de sorties, Une isolation de 30dB entre les deux portes de sortie a été démontrée sur la plage de fréquences de 12,6 GHz autour de 1,55 μm.

Une autre conception de circulateur a été démontrée par W. Smigaj *et al.* [59]. La figure II.28 représente un circulateur dans le milieu magnéto-optique aimanté uniformément. Une méthode d'analyse de la fonction qui décrit la force de couplage des modes rotatifs est proposée. Cette analyse permet d'élaborer la géométrie optimale de la cavité incluant des anneaux MO aimantés uniformément et des zones non MO. En appliquant cette méthode à la cavité en cristal photonique une géométrie originale a été proposée (Fig. II.28). Une isolation de 10 dB a été obtenue sur la plage de fréquences $0,0003 \cdot 2\pi c/a$, où $a=0,48 \mu\text{m}$ est la période du cristal photonique.

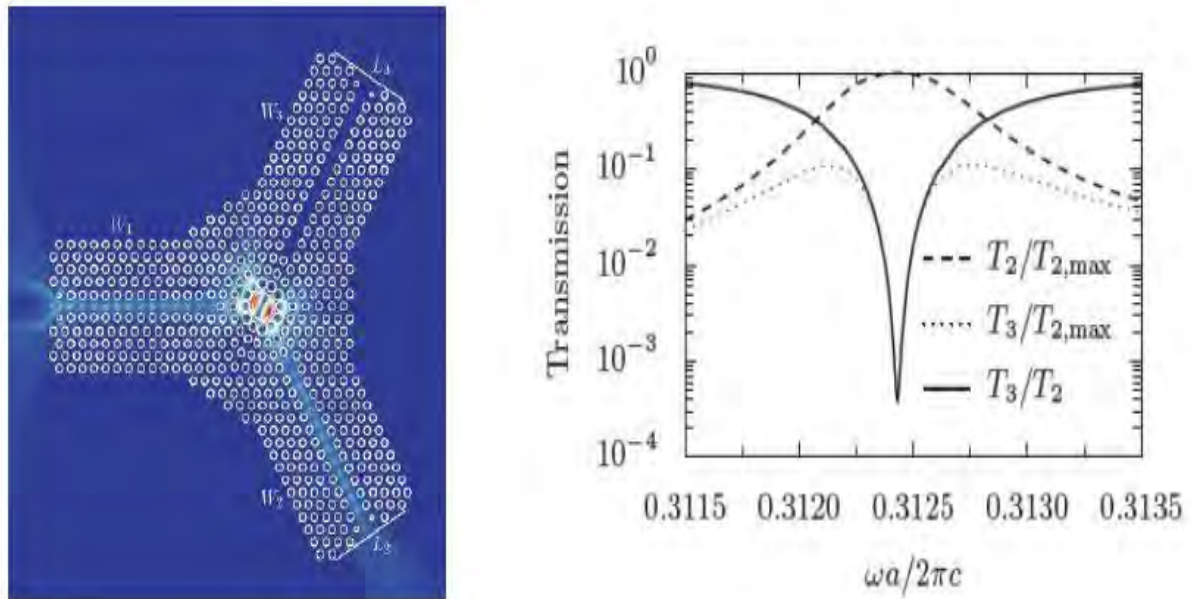


Figure II. 28 : a) Circulateur en cristal photonique : les trous d'air forment la cavité, b) Puissance transmise dans les guides de sorties.

Une autre géométrie de l'isolateur optique intégré a été présentée théoriquement en 2008 par Hiroyuki Takeda et Sajeve John de l'université de Toronto [60]. Le principe consiste à insérer un guide composé du matériau non-réciproque (EuO) dans une structure photonique isotrope (Si/Air) (Fig. II.29).

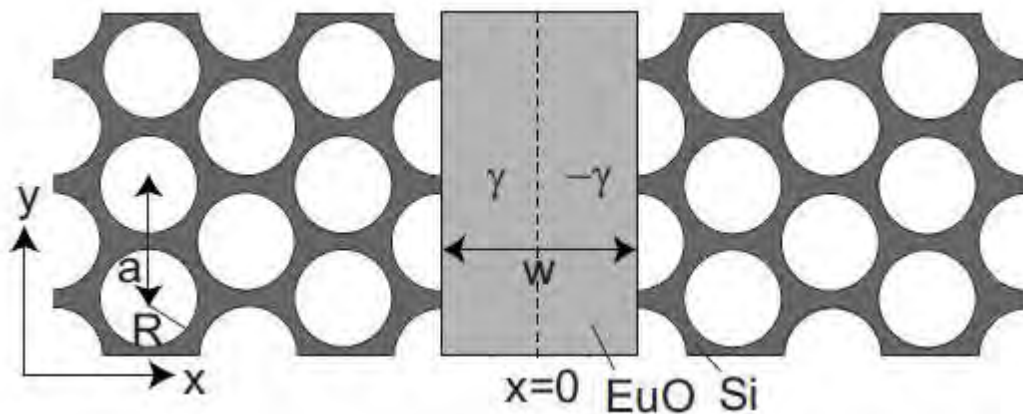


Figure II.29 : Guide non-réciproque EuO dans le cristal photonique en Si.

Le guide d'onde est constitué de monoxyde de Eu dont la rotation Faraday à $1,5\mu\text{m}$ est de $3,49 \cdot 10^3$ rad/cm sous un champ magnétique de 0,9 T. Dans un premier temps, pour obtenir l'inversion de la symétrie de l'espace, les auteurs introduisent un « mur » magnétique au milieu du guide (ligne pointillée sur la Fig. II.29) : les deux parties du guide sont aimantées dans les directions opposées mais perpendiculairement à la direction de propagation de la lumière. Les constantes de gyrotropie sont γ pour la partie gauche et $-\gamma$ pour la partie droite. Dans ce guide les vitesses de groupe des ondes propagées dans le sens aller et retour sont différentes à une fréquence donnée. Donc pour une vitesse de groupe de l'onde de retour nulle, seule la lumière dans le sens aller est propagée dans le guide. Dans ce régime le guide sera non-réciproque. Dans le cas où la vitesse de groupe du mode de retour est un peu différente de zéro, la partie du mode retour sera présente. Etant absorbant à $\lambda=1,5\mu\text{m}$ l'oxyde d'EuO élimine cette contribution. En revanche pour compenser les pertes dans le sens aller qui sont également présentes, les auteurs proposent d'intégrer cette structure avec une structure active. Dans une deuxième partie les auteurs proposent une version sans paroi magnétique (Fig. II.30).

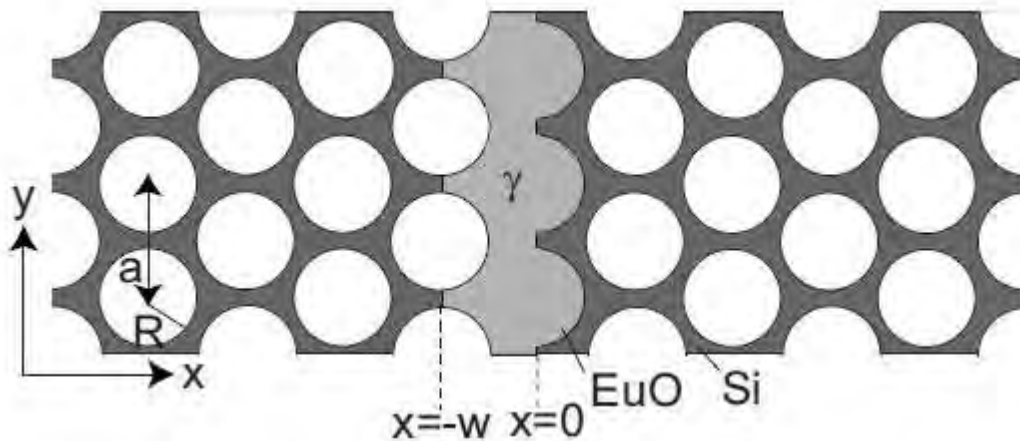


Figure II.30 : Guide asymétrique sans paroi magnétique.

Avec la structure présentée sur la Fig. II.29 les auteurs ont obtenu une isolation théorique identique à celle du guide avec l'inversion de symétrie. La seule différence est la largeur du spectre d'isolation : sans mur magnétique le spectre est plus étroit.

En 2010, des composants photoniques en grenat de fer et de bismuth (BIG) par la gravure ICP-RIE ont été démontrés par magdenko et al. [32], Les premiers composants réalisés par cette méthode ont été les cristaux photoniques avec symétrie hexagonale et une période de 600 nm, le diamètre des trous étant de ~ 200 nm (Fig. II.31 d). L'analyse de la coupe verticale montre la profondeur des trous de 300 nm et la nature verticale de la gravure [32].

Cette méthode a permis de fabriquer plusieurs types de composants : le réseau de Bragg nanométrique de $3\mu\text{m}$ de période et de 30% de taux de remplissage (Fig. II.31 b), les guides droits et en forme « taper » avec une variation de largeur de quelques microns jusqu'à ~ 200 nm (Fig. II.31a), les circulateurs à base de cavités circulaires comprenant des anneaux de largeur de $\sim 150-250$ nm couplés aux trois guides d'onde en forme « taper » avec une extrémité de ~ 300 nm de large (Fig. II.31 c).

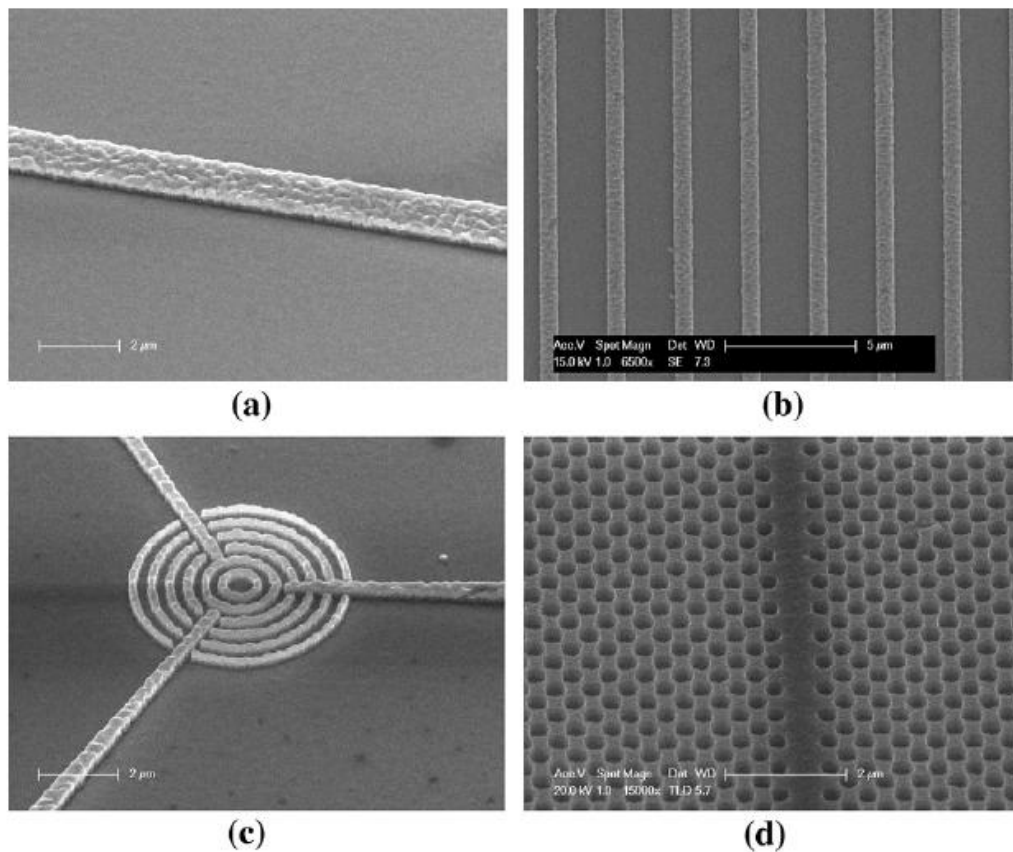


Figure II.31 : Différentes structures photoniques à grenat de fer et de bismuth fabriqué par la gravure ICP-RIE: (a) vue partielle de « taper », (b) réseau de Bragg, (c) circulateur à cavité circulaire couplé à trois guides de forme « taper », (d) guide à cristal photonique 2D du type w1 [61].

II-11-3-Les cristaux magnétophoniques tridimensionnels

Dans la littérature, la plupart des composites magnétiques 3D a été réalisé en utilisant des opales de silice (SiO_2) [47,62-64]. Les matériaux magnétiques utilisés sont la maghémite, le Terbium-gallium-grenat (TGG) ou encore le YIG substitué Bismuth [47,64]. Le taux de remplissage de billes de silice est de 75%. Les BIP ont été observés aux mêmes longueurs d'ondes que l'opale directe de SiO_2 , à 590 nm, pour des diamètres de billes de 300 nm. La rotation Faraday a été observée dans tous les cas dans les BIP. une autre étude expérimentale de cristaux magnéto-photoniques 3d réalisés sous forme d'opales inversés par une matrice de silice dopée en nanoparticules magnétiques a été réalisée[65].ils combinent un cristal photonique avec cobalt de fer monocouche et obtiennent un cristal magnétophotonique tridimensionnel dont les effets magnéto optiques dans cette structure est augmentés.

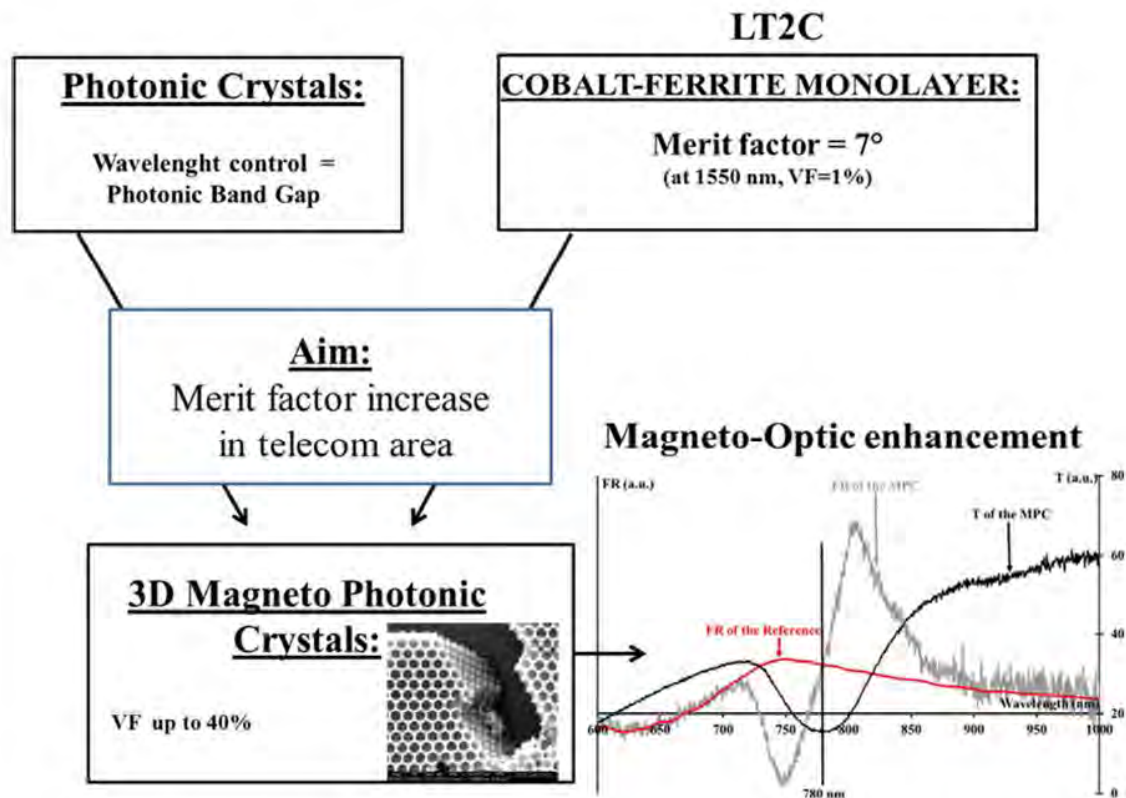


Figure II.32 : obtention d'un cristal magnéto photonique 3D par la combinaison entre un cristal photonique et une monocouche de cobalt de fer [65].

II-12-Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré dans un premier temps le concept de la propagation d'ondes électromagnétiques à l'intérieur d'un guide d'onde, nous avons aussi mis en évidence les paramètres définissant un mode guide et les calculs nécessaires à leur obtention. Nous avons également étudié la notion de l'isolateur optique, et les différentes techniques d'isolation et l'effet de Faraday qui est le phénomène de base de cet isolateur.

En plus, nous avons établi à travers notre étude que le phénomène de conversion de modes est à la base de la réalisation de composants non réciproques tels que l'isolateur, le modulateur et le circulateur et le rotateur de Faraday. En fin nous avons mis en évidence les différentes structures à cristaux magnéto photoniques.

Le chapitre suivant est consacré aux différentes Méthodes de simulations numériques utilisées dans ce travail.

Références

- [1] F. ROYER « Etude et application des effets magnéto-optiques dans des couches minces sol-gel dopées à l'aide de nanoparticules magnétiques », Thèse de Doctorat de L'INPG, France, 2004.
- [2] Abdesselam Hocini, «étude des guides d'ondes magnéto-optiques solgel en couches minces pour l'application en optique intégrée », Thèse de doctorat, Université Mentouri de Constantine, 02 juillet 2008.
- [3] Hadi Amata, «Faisabilité d'un isolateur optique intégré sur verre », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 01 octobre 2012.
- [4] S. V. Kartalopoulos, « Intoduction to DWDM technology », I.E.E.E. Press, 2000.
- [5] Mélanie Bedu, «développement de guides d'ondes planaires de tio2 optiquement actifs pour biopuces à ondes évanescentes », Thèse de doctorat n°186, école normale supérieure de Cachan, 13 novembre 2009.
- [6] Neluka Dissanayake, «magneto-photonic crystals for optical sensing applications», Thèse de doctorat, université de la technologie de Michigan, 2013.
- [7] A. J. Baden Fuller, « Ferrites at microwave frequencies », Peter peregrines Ltd, London, United Kingdom, 1987.
- [8] Edouard Brun, «Etude et mise au point de composants magnétiques multicouches pour intégration en électronique de puissance », Thèse de doctorat, Université paris-sud, école doctorale 422 : sciences et technologies de l'information des télécommunications et des systèmes, 07 octobre 2014.
- [9] D.C. Jiles, "Introduction to magnetism and magnetic materials", Chapman and Hall, 1998.
- [10] Guillermo Ortiz Hernandez, «Elaboration et étude des propriétés physiques de couches minces monocristallines d'alliage de Heusler à faible amortissement magnétique pour composants hyperfréquences », Thèse de doctorat, Université Toulouse 3 Paul Sabatier, 12 février 2013.
- [11] www.cea.fr/content/download/5405/35318/file/MemoA.pdf
- [12] A. K. Zvezdin et V. A. Kotov, "Modern magnetooptics and magneto optical materials", Institute of Physics Publishing, 1997.
- [13] G. Grynberg, A. Aspect, et C. Fabre, « Introduction aux lasers et à l'optique quantique », *Ellipses*, Paris, 1997.
- [14] « www.thorlabs.com ».
- [15] M. Lohmeyer, N. Bahlmann, O. Zhuromskyy, H. Dötsch, et P. Hertel, « Phasematched rectangular magneto optic waveguides for applications in integrated optics isolators: numerical assessment », *Optics Communications*, Vol. 158, N°1-6, p.189–200, 1998.
- [16] T. Boudiar « Contribution au développement de composants passifs magnétiques pour l'électronique hyperfréquence », Thèse de doctorat, Université de Saint-Étienne, 2000.
- [17] Fadi Choueikani, « Étude des potentialités de couches minces sol-gel dopées par des nanoparticules magnétiques pour la réalisation de composants magnéto-optiques intégrés », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 28 mai 2008.
- [18] S. Yamamoto et T. Makimoto, « Circuit theory for a class of anisotropic and gyrotropic thin-film optical waveguides and design of nonreciprocal devices for integrated optics », *J. Appl. Phys.*, Vol. 45, N°2, p. 882, 1974.
- [19] J. Castera et G. Hepner, « Isolator in integrated optics using the Faraday and Cotton-mouton effects », *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 13, N°. 5, p. 1583- 1585, sept. 1977.
- [20] N. Sugimoto, H. Terui, A. Tate, Y. Katoh, Y. Yamada, A. Sugita, A. Shibukawa, et Y. Inoue, « A hybrid integrated waveguide isolator on a silica-based planar lightwave circuit », *IEEE J. Light. Techn.*, Vol. 14, N°. 11, p. 2537 - 2546, 1996.

- [21] J. Fujita, M. Levy, et R. U. Ahmad, « Observation of optical isolation based on nonreciprocal phase shift in a Mach–Zehnder interferometer », *Appl. Phys. Lett.*, Vol.75, N°7, p. 998-1000, 1999.
- [22] A. F. Popkov, M. Fehndrich, M. Lohmeyer, et H. Dötsch, « Nonreciprocal TE-mode phase shift by domain walls in magneto-optic rib waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 72, N°20, p. 2508-2510, 1998.
- [23] J. Fujita, M. Levy, R.M. Osgood, L. Wilkens, et H. Dötsch, « Waveguide optical isolator based on Mach–Zehnder interferometer », *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 76, N° 16, p. 2158-2160, 2000.
- [24] N. Bahlmann, M. Lohmeyer, H. Dötsch, et P. Hertel, « Integrated magneto-optic Mach-Zehnder interferometer isolator for TE modes », *Elec. Lett.*, Vol. 34, N° 22, p. 2122- 2123, 1998.
- [25] J. Fujita, M. Levy, R.M. Osgood, L. Wilkens, et H. Dötsch, « Polarization-Independent Waveguide Optical Isolator Based on Nonreciprocal Phase Shift » *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol.12, N° 11, p. 1510, 2000.
- [26] S. Yamamoto, Y. Okamura, T. Makimoto, « Analysis and design of semileaky-type thin-film optical waveguide isolator ». *IEEE Quantum Electron*, Vols. QE-12, N°12, p. 764-770, 1976.
- [27] M. Shimbo, K. Furukawa, K. Fukuda, and K. Tanzawa. « Silicon-to-silicon direct bonding method ». *J. Appl. Phys*, Vol. 60, p. 2987, 1986.
- [28] R. Stengl, T. Tan and U. Gösele. « A Model for the Silicon Wafer Bonding Process ». *Jpn. J. Appl. Phys*, Vol. 28, p. 1735-1741, 1989.
- [29] T. Suga, T. H. Kim, M.M.R. Howlader. « Combined process for wafer direct bonding by means of the surface activation method ». *Electronic Components and Technology Conference*, Vol. 1, p. 484 – 490, 2004.
- [30] T. Mizumoto, H. Yokoi. « Waveguide Optical Isolator ». *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, Vol. 834. 2005.
- [31] Koji Ando, Tokio Okoshi and Naoki Koshizuka. « Waveguide magneto-optic isolator fabricated by laser annealing ». *Appl. Phys. Lett.* Vol. 53, N°1, 1988.
- [32] Liubov Magdenko, « Conception et réalisation de composants non-réciproques planaires à base de matériaux magnéto-optiques », Thèse de doctorat, Université de Paris Sud 11, 21 décembre 2010.
- [33] R. Wolfe, J. F. Dillon, Jr. R. A. Lieberman, and V. J. Fratello. « Broadband magneto-optic waveguide isolator ». *Appl. Phys. Lett.* Vol. 57, N°10, 1990.
- [34] H. Dammann, E. Pross, G. Rabe, and W. Tolksdorf. « 45° waveguide isolators with phase mismatch ». *Appl. Phys. Lett.* Vol. 56, p. 1302, 1990.
- [35] R. Wolfe, R. A. Lieberman, V. J. Fratello, R. E. Scotti, and N. Kopylov. « Etch-tuned ridged waveguide magneto-optic isolator ». *Appl. Phys. Lett.* Vol. 56, p. 426, 1990.
- [36] Sang-Yeob Sung, Xiaoyuan Qi, John Reinke, Samir K. Mondal, Sun Sook Lee, Bethanie J. H. Stadler. « Fabrication of Integrated Magneto-Optic Isolator ». *Mater. Res. Soc. Symp.* Vol. 834, 2005.
- [37] R. Li, X. Huang, M. Levy, and H. C. Yang. « Photonic Crystal Ridge Waveguides on Magnetic Garnet Films ». *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* Vol. 834, 2005.
- [38] K. Xie, H.M. Jiang, W.Y. Zeng, G.J. Wen, H.J. Yang, A.D. Boardman, M. Xie. « Elimination of phase-matching requirement for optical waveguide isolator ». *Optics Communications*. Vol. 282, p. 3883–3888, 2009.
- [39] H. Dammann, E. Pross, G. Rabe. « Phase matching in symmetrical single-mode magneto-optic waveguides by application of stress ». *Appl. Phys. Lett.* Vol. 49, p. 1755. 1986.
- [40] B. M. Holmes, D. C. Hutchings. « Demonstration of quasi-phase-matched nonreciprocal polarization rotation in III-V semiconductor waveguides incorporating magneto-optic upper

- claddings». *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 88, p. 061116, 2006.
- [41] T. Izuhara, J. Fujita, A. Levy, R.M. Jr. Osgood. «Integration of magneto-optical waveguides onto a III-V semiconductor surface». *IEEE Photon. Technol. Lett.* Vol. 14, N°2, p. 167-169, 2002.
- [42] H. Yokoi, T. Mizumoto, N. Shinjo, N. Futakuchi, and Y. Nakano. «Demonstration of an Optical isolator with a semiconductor guiding layer that was obtained by use of a nonreciprocal phase shift». *Appl. Opt.* Vol. 39, p. 6158–6164, 2000.
- [43] T. Izuhara, M. Levy, R. M. Osgood Jr. «Direct wafer bonding and transfer of 10 μm -thick magnetic garnet films onto semiconductor surfaces». *Appl. Phys. Lett.* Vol. 76, p. 1261–1263, 2000.
- [44] Inoue M. “Magneto-optical materials for photonics and recording- magnetophotonic crystals”. Boston, Massachusetts, 2004.
- [45] Grishin AM. “Amplifying magneto-optical photonic crystal”. *Applied Physics Letters*. Vol.97, p.061116, 2010.
- [46] M. Inoue, R. Fujikawa, A. Beryshev, A. Khanikaev, P. B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, and A. Granovsky, « Magnetophotonic crystals », *J.Phys. D. Appl. Phys.*, Vol. 39, N° 8, p. R151, 2006.
- [47] Choueikani F, Royer F, Jamon D, et al. « Optical and magneto-optical characterisation of planar waveguides fabricated via organic-inorganic sol-gel process doped by cobalt-ferrite nanoparticles”. *Optical Society of America*, 2010.
- [48] Inui C, Yosuke T, Hiroaki K, et al." Preparation of one-dimensional photonic crystals by sol-gel process for magneto-optical materials", Vol.516, N°6, p.481, 2008.
- [49] S. I. Khartsev, A. M. Grishin. “[Bi₃Fe₅O₁₂/Gd₃Ga₅O₁₂]m magneto-optical photonic crystals”. *Appl. Phys. Lett.* Vol. 87, p. 122504, 2005.
- [50] M. Vanwolleghem, P. Gogol, P. Beauvillain, J.-M. Lourtioz. “First theoretical evidence of optical non-reciprocity and band gap tunability in two-dimensional magneto-Photonic Crystals”. *Proc. CLEO/QELS Conference*. Vol. 1, p. QTuC2, 2006.
- [51] I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov and Th. Rasing.” Magnetic photonic crystals”. *Appl. Phys.* Vol. 36, pp. R277–R287, 2003.
- [52] V. I. Belotelov, A. K. Zvezdin.”Magneto-optical properties of photonic crystals”. *J. Opt. Soc. Am. B*. Vol. 22, 1, 2005.
- [53] A. Figotin, I. Vitebskiy. “Novel nonreciprocal materials based on magnetic photonic crystals”. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* Vol. 834, 2005.
- [54] Zongfu Yu, Zheng Wang, Shanhui Fan.” One-way total reflection with one-dimensional magneto-optical photonic crystals”. *Appl. Phys. Lett.* Vol. 90, p. 121133, 2007.
- [55] Mathias Vanwolleghem, Xavier Checoury, Wojciech Śmigaj, Boris Gralak, Liubov Magdenko, Kamil Postava, Béatrice Dagens, Pierre Beauvillain, and Jean-Michel Lourtioz, “Unidirectional band gaps in uniformly magnetized two-dimensional magnetophotonic crystals”. *Phys. Rev. B*. Vol. 80, p. 121102(R), 2009.
- [56] Naoya Kono, Masanori Koshiba.,” Three-dimensional finite element analysis of nonreciprocal phase shifts in magneto-photonic crystal waveguides”. *Opt. Exp.* Vol. 13, N°23, p. 9155-9166, 2005.
- [57] Zheng Wang, Shanhui Fan.” Optical circulators in two-dimensional magneto-optical photonic crystals”. *Opt. Lett.* , Vol. 30, N°15, 2005.
- [58] Zheng Wang, Shanhui Fan.” Magneto-optical defects in two-dimensional photonic crystals”. *Appl. Phys. B.*, Vol. 81, p. 369–375, 2005.
- [59] Wojciech Śmigaj, Javier Romero-Vivas, Boris Gralak, Liubov Magdenko, Béatrice Dagens, Mathias Vanwolleghem. “Magneto-optical circulator designed for operation in a uniform external magnetic field”. *Opt. Lett.* Vol. 35, N° 4, p. 568-570, 2010.
- [60] Hiroyuki Takeda, Sajeev John,” Compact optical one-way waveguide isolators for

photonic-band-gap microchips”. Phys. Rev. A. Vol. 78, p. 023804, 2008.

[61] L. Magdenko, E. Popova, M. Vanwollegem, C. Pang, F. Fortuna, T. Maroutian, P. Beauvillain, N. Keller, and B. Dagens, « wafer-scale fabrication of magneto-photonic structures in bismuth iron garnet thin film », microelectronic engineering, Vol. 87, N°. 11, p. 2437-2442, nov. 2010.

[62] Baryshev AV, Kodama T, Nishimura K, Uchida H, Inoue M. Magneto-optical properties of three-dimensional magnetophotonic crystals. Magnetism, IEEE. Vol.40, p.2829 – 2831, 2004.

[63] PP. Pavlov, PA. Usachev, RV Pisarev, et al.” Enhancement of optical and magneto-optical effects in three-dimensional opal/Fe₃O₄ magnetic photonic crystals”, Applied physics letters, Vol.93, N°7, 2008.

[64] Koerdt C, Rikken GLJA, Petrov EP. Faraday effect of photonic crystals. Applied physics letters, Vol.82, N°10, p.1538-1540, 2003.

[65] Renata Kékesi, «étude expérimentale de cristaux magnéto-photoniques 3d réalisés sous forme d’opales inversés par une matrice de silice dopée en nanoparticules magnétiques », Thèse de doctorat, Université Jean Monnet saint Etienne, 19 octobre 2011.

Chapitre III

Méthodes de simulations numériques

Chapitre III

Méthodes de simulations numériques

III-1-Introduction

Dans ce chapitre nous nous intéressons à la modélisation des cristaux photoniques, ou nous appliquons les méthodes numériques pour nos calculs.

Le développement des méthodes de modélisation numérique précises et rapides reste donc primordial pour l'étude des cristaux photoniques. Parmi les modèles théoriques traitant ces structures, on distingue deux catégories qui dépendent de la taille finie ou infinie des structures et puis de leur dimensionnalité (1D, 2D ou 3D).

Depuis quelques années, quelques groupes de recherche combinent matériaux magnéto-optiques (MO) et cristaux photoniques pour exalter les effets non-réciproques de la propagation et ainsi réaliser de nouveaux composants intégrés à base de cristaux magnéto-photoniques.

Malgré l'intérêt qu'ils suscitent, très peu de simulations de cristaux magnéto-photonique ont été réalisées.

Dans ce travail, pour étudier les propriétés de diagramme de bandes et la carte de bandes, En utilisant le logiciel BandSOLVE, ce logiciel utilise la méthode des ondes planes (PWE) comme une méthode de simulation, nous avons étudié le comportement de cristaux magnéto-photoniques de hauteur finie constitués de réseaux de trous dans du BIG, matériau choisi pour ses propriétés magnéto-optiques intenses.

Le choix des outils de conception est une des étapes importantes dans l'étude et l'optimisation des composants. Dans le cas des structures exploitant les effets MO, la difficulté se situe dans la présence de l'anisotropie dans la permittivité diélectrique due à l'aimantation du milieu. Le modèle de propagation électromagnétique passe de la dimension scalaire au problème matriciel. Il n'existe que quelques logiciels commerciaux (Comsol, HFSS) qui permettent d'introduire les neuf valeurs du tenseur ϵ dans le calcul. Ces logiciels sont performants dans le cas des systèmes 2D en l'absence d'absorption. En revanche dans les modèles 3D, la mémoire requise devient excessive et empêche la simulation de composants finis.

Pour simuler la propagation d'un faisceau dans le guide d'ondes et fibres à cristaux photoniques et pour étudier la conversion de modes, nous avons utilisé la méthode de propagation des faisceaux "Beam Propagation Method" [1]. La BPM aux différences finies représente la base de la programmation des algorithmes de calculs adoptés par le logiciel que nous avons utilisé le long de nos travaux; BeamPROP de la compagnie RSoft.

Le RSoft CAD est le programme de base de RSoft Photonics Suite, et agit en tant que programme de commande pour les modules de simulation du dispositif de RSoft qui sont : BeamPROP, FULLWAVE, BandSOLVE, GratingMOD, DiffractMOD, FemSIM, et

ModePROP. Il est employé pour définir l'entrée la plus importante exigée par ces modules de simulation : les propriétés matérielles et la géométrie structurale d'un dispositif photonique. Un utilisateur doit d'abord concevoir une structure dans l'interface de CAD et utilisera ensuite un ou plusieurs modules de simulation pour modéliser les divers aspects de la performance de dispositif.

Cette approche modulaire de la conception et la simulation des dispositifs photoniques est l'une des avantages de «RSoft's Photonic Suite's». Chaque programme dans «RSoft's Photonic Suite's» partage le même environnement avec les autres programmes, dans lequel les données peuvent être réparties entre les modules.

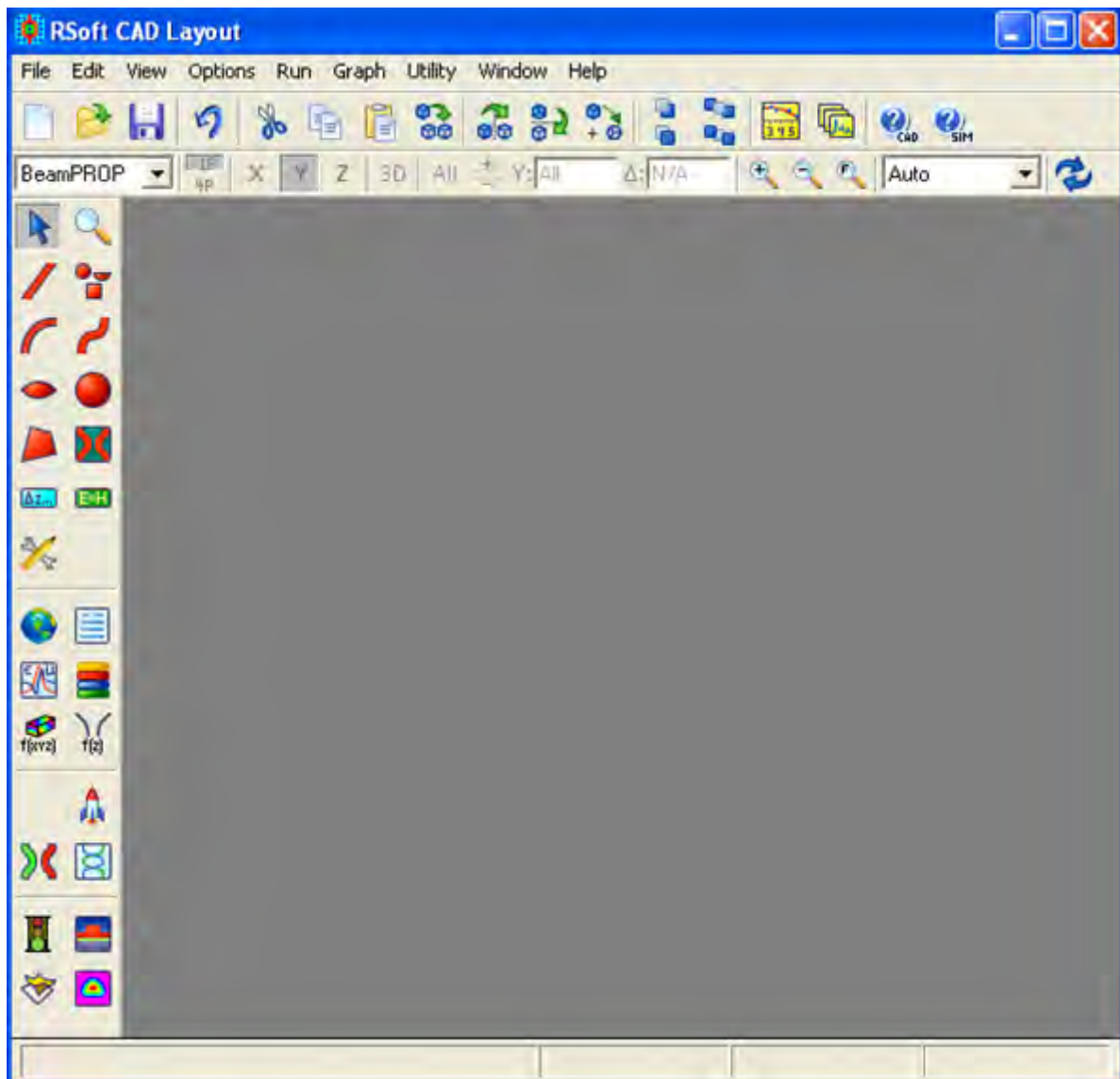


Figure III-1 : La fenêtre Rsoft CAD, montrant la barre de menus en haut, les barres d'outils en haut et à gauche, et la barre d'état en bas.

III-2- Simulateur « BandSOLVE »

Le logiciel que nous avons exploité pour modéliser les structures par la méthode des ondes planes s'appelle «BandSOLVE» développé par 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 [2].

La boîte de dialogue de simulation BandSOLVE est la suivante (figure III-2).

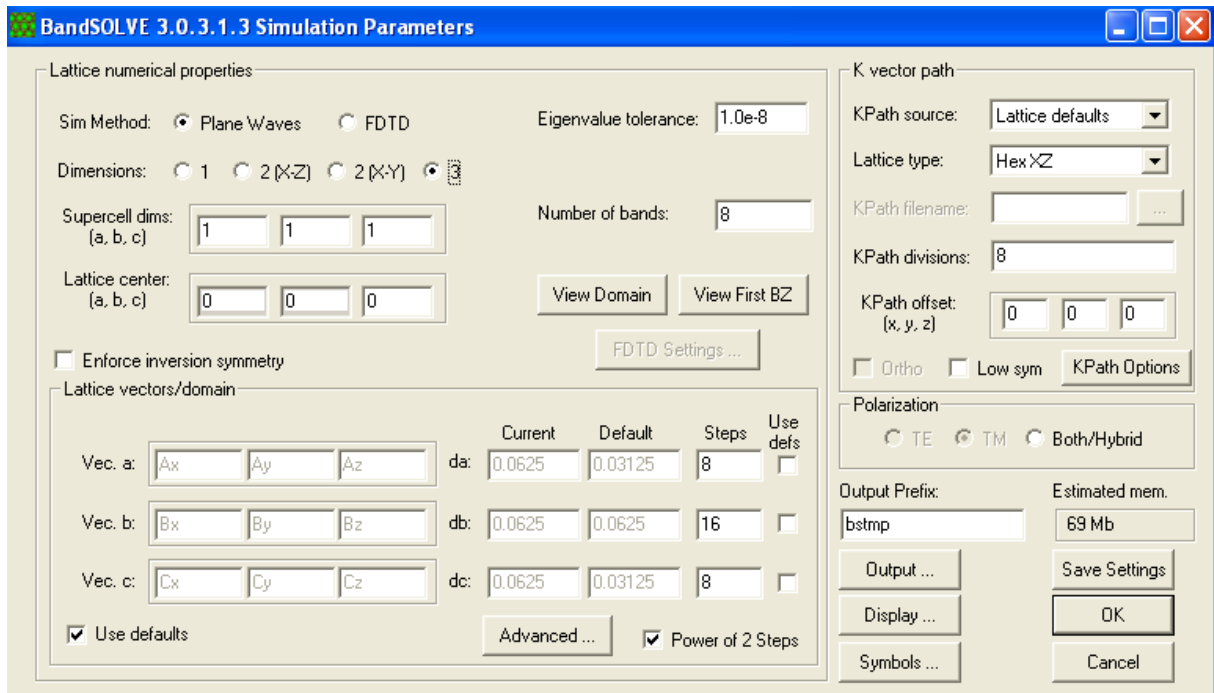


Figure III-2: La fenêtre de simulation BandSOLVE.

III-2-1- Méthode des ondes planes

Dans les cristaux photoniques, la méthode des ondes planes est la méthode de référence pour le calcul des bandes interdites. Elle est bien adaptée pour des structures périodiques de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure.

Tout phénomène électromagnétique est gouverné par les équations des Maxwell. Ces dernières amènent à une équation d'onde qui, dans un milieu linéaire, isotrope, non magnétique (perméabilité magnétique relative égal à 1) et en absence de sources, s'écrit (pour les champs électrique et magnétique) de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{III-1})$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{III-2})$$

L'intérêt de la méthode des ondes planes est qu'elle facilite la résolution des équations d'onde de manière rigoureuse pour les structures périodiques supposées infinies. Elle permet le calcul des bandes de fréquences autorisées ou interdites des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans la structure considérée [3,4].

Il est possible de rechercher des solutions sous la forme d'ondes planes de la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad \text{et} \quad \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{III-3})$$

Avec la longueur d'onde dans le vide $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ et dont le vecteur d'onde \vec{k} est défini de telle sorte que le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{K})$, soit direct et que $\omega^2 = \frac{K^2 c^2}{\varepsilon_r(\vec{r})}$ (c étant la vitesse de la lumière dans le vide et n étant défini tel que $n = \sqrt{\varepsilon_r(\vec{r})}$).

En combinant ces conditions, on peut simplifier les équations (III-1) et (III-2) :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{III-4})$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{III-5})$$

Comme $\varepsilon_r(\vec{r})$ est périodique, $\vec{E}(\vec{r})$ et $\vec{H}(\vec{r})$ satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme : $\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}$ et $\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}$, 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 $\varepsilon_r(\vec{r})$, $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ en séries de Fourier :

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \quad (\text{III-6})$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} u_{\vec{K}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \right] \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{K}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{K})\vec{r}} \quad (\text{III-7})$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} v_{\vec{K}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \right] \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{K}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{K})\vec{r}} \quad (\text{III-8})$$

Où \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque et où $\varepsilon_r(\vec{r})$, $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ et $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ sont les composantes dans l'espace réciproque (que l'on peut déterminer par une intégrale de Fourier). Alors, par exemple, pour le champ électrique, l'équation (III-4) devient :

$$-(\vec{G} + \vec{K}) \times \{(\vec{G} + \vec{K}) \times u_{\vec{K}}(\vec{G})\} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') \cdot u_{\vec{K}}(\vec{G}') \quad (\text{III-9})$$

L'équation (III-9) représente un système linéaire de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs \vec{G} du réseau réciproque.

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

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

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 [5] ; 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 [6, 7].

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 III-3).

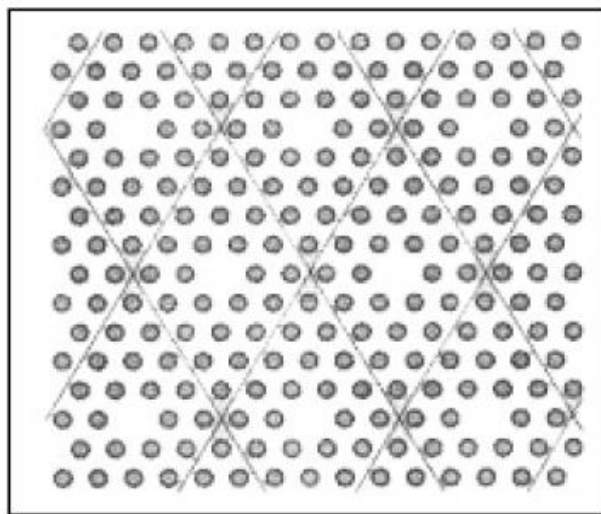


Figure III-3: Exemple de supercellule applicable au calcul du diagramme de bandes du cristal hexagonal avec défaut ponctuel [8].

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 [8].

III-3–Simulateur «BeamPROP»

BeamPROP est le module de propagation intégré avec RSoft Photonics CAD SUITE, c'est un outil de simulation de la propagation optique dans les guides d'ondes à 2D et 3D. Au cœur du BeamPROP -3D il y a un programme de calcul extrêmement robuste capable de trouver les solutions rigoureuses des équations d'ondes de Maxwell, des solutions qui sont complètement vectorielles et entièrement bidirectionnelles, tenant compte de toutes les réflexions aux joints à l'interfaces des différents composants du dispositif, car l'algorithme bidirectionnel modélise toutes les réflexions internes.

III-3-1 Présentation générale de l'outil de simulation " BeamPROP "

BeamPROP fournit un package de simulation générale pour le calcul de la propagation des ondes lumineuses dans des géométries de guide d'ondes arbitraires. Il s'agit d'un problème complexe, en général, et plusieurs hypothèses sont faites au départ (dont beaucoup sont ensuite détendus). Le noyau de calcul de ce programme est basé sur une méthode de propagation du faisceau à différence finie comme décrit dans [1,9]. Cette technique utilise des méthodes de différences finies pour résoudre l'approximation bien connue parabolique ou paraxiale de l'équation de Helmholtz. En outre, le programme utilise des «conditions aux limites transparentes» [10,11].

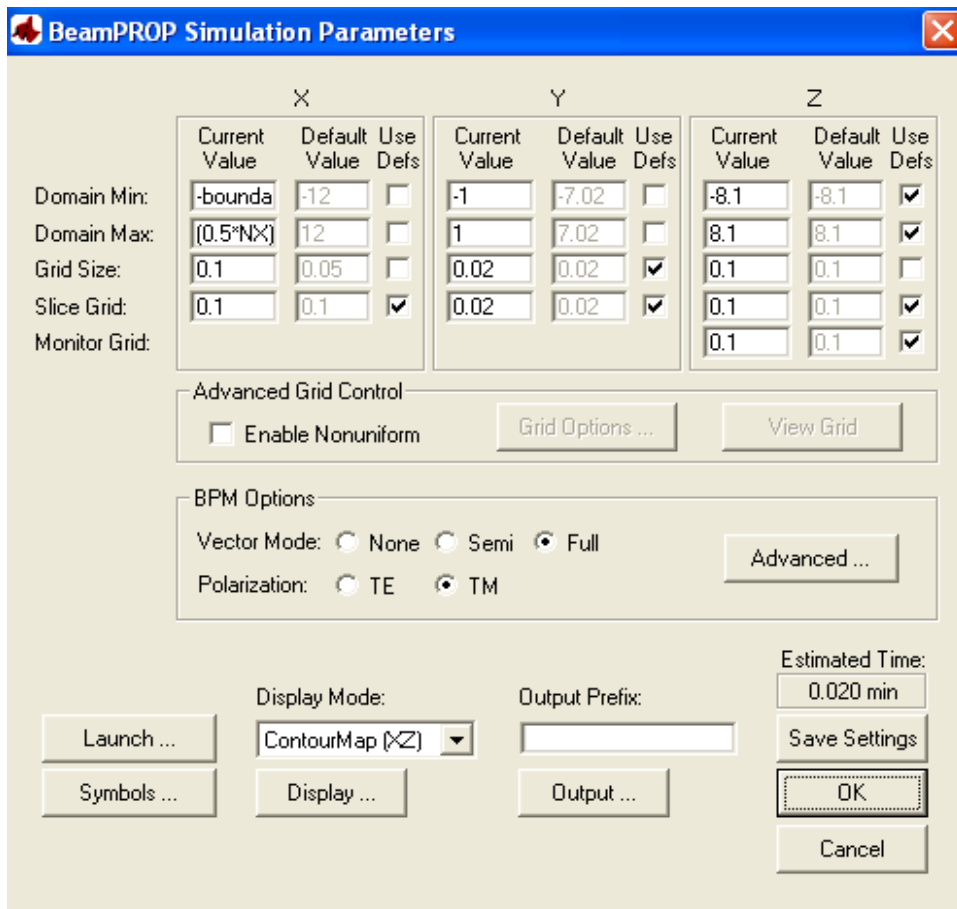


Figure III-4: La fenêtre de simulation Beamprop.

Le problème de la propagation physique requiert deux éléments clés:

1. La distribution d'indice de réfraction, $n(x,y,z)$.
2. Le champ à l'entrée, $u(x,y,z=0)$.

La physique dicte le champ (électrique et magnétique) dans le reste du domaine, $u(x,y,z>0)$. BeamPROP fournit un moyen de spécifier ces informations.

L'algorithme de la solution nécessite un apport supplémentaire sous la forme de paramètres de simulation numériques tels que:

- un domaine fini de calcul

$$\{x \in (x_{min}, x_{max})\}, \{y \in (y_{min}, y_{max})\}, \text{ et } \{z \in (z_{min}, z_{max})\}$$
- La taille de la grille transversale, Δx et Δy .
- La taille de l'étape longitudinale, Δz . (le pas)

Le logiciel BeamPROP, permet à l'utilisateur de modifier les valeurs ces paramètres. Comme pour toute simulation, la confiance dans l'exactitude de la solution numérique exige une expérimentation afin de déterminer la sensibilité aux paramètres numériques. BeamPROP dispose également de capacités pour le calcul des modes, la manipulation des matériaux non-linéaire et **anisotrope**.

III-3-2- Méthode de propagation de faisceau (BPM)

BPM est la méthode de propagation la plus largement utilisée pour la modélisation de fibres optiques et les dispositifs de l'optique intégrée, et la plupart des logiciels commerciaux pour la modélisation sont basés sur elle, comme BeamPROP. La BPM est conceptuellement simple, permettant la mise en oeuvre rapide de la technique de base. Cette simplicité conceptuelle bénéficie également à un utilisateur non expert, en méthodes numériques, l'utilisation appropriée de l'outil et la compréhension des résultats.

En plus de sa relative simplicité, BPM est une méthode très efficace, et sa complexité de calcul peut, dans la plupart des cas, être optimale, c'est-à-dire l'effort du calcul est directement proportionnel au nombre de points de la grille utilisée dans la simulation numérique. Une autre caractéristique de BPM est que l'approche est facilement appliquée à des géométries complexes, sans avoir à développer des versions spécialisées de la méthode.

En outre l'approche inclut automatiquement les effets des champs à la fois guidé et rayonnant, ainsi que le couplage et la **conversion des modes**.

Enfin, la technique BPM est très souple et extensible, permettant l'inclusion de la plupart des effets d'intérêt (par exemple, la polarisation, non-linéarités) par des extensions de la méthode de base qui s'inscrivent dans le même cadre général.

Dans les paragraphes suivants, les idées de base impliquées dans le BPM ainsi que les principales extensions de la technique seront expliquées.

III-3-2-1- BPM Scalaire, paraxiale

La BPM est essentiellement une approche particulière pour l'approximation de l'équation d'onde exacte pour des ondes monochromatiques, et la résolution des équations résultantes numériquement. Dans cette section, l'approche de base est illustrée par la formulation du problème, avec les limites d'un champ scalaire (en négligeant les effets de polarisation) et de la paraxialité (propagation limitée à une plage étroite d'angles par rapport à l'axe z).

L'hypothèse de champ scalaire permet à l'équation d'onde d'être écrite sous la forme de l'équation de Helmholtz pour les ondes monochromatiques:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 \varphi = 0 \quad (\text{III-10})$$

Ici, le champ scalaire électrique a été écrit $E(x, y, z, t) = \varphi(x, y, z)e^{-i\omega t}$; et la notation $k(x, y, z, t) = k_0 n(x, y, z)$ a été introduit pour le nombre d'onde dans l'espace, avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ étant le nombre d'onde dans le vide.

La géométrie du problème est définie entièrement par la distribution d'indice de réfraction $n(x, y, z)$.

Mis à part l'hypothèse scalaire, l'équation ci-dessus (III-10) est exacte. Considérant que dans les problèmes à ondes guidées typiques la variation la plus rapide dans φ est la variation de phase due à la propagation le long de l'axe de guidage, et en supposant que l'axe est principalement le long de la direction z , il est utile de factoriser φ comme suit:

$$\varphi(x, y, z) = u(x, y, z)e^{-i\bar{k}z} \quad (\text{III} - 11)$$

Tel que u est un champ lentement variable.

Ici, \bar{k} est un nombre constant choisi pour représenter la variation moyenne de la phase du φ , et est dénommé le nombre d'onde de référence. Ce dernier est souvent exprimé en termes de l'indice de réfraction de référence \bar{n} , par $\bar{k} = k_0 \bar{n}$.

Par permutation de l'expression ci-dessus (III-11) dans l'équation de Helmholtz, on obtient l'équation suivante pour le champ variant lentement u :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\bar{k} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \quad (\text{III-12})$$

L'équation ci-dessus (III-12) est tout à fait équivalente à l'équation de Helmholtz, sauf qu'il est exprimé en termes de u . Il est maintenant admis que la variation de u en fonction de z est suffisamment lente pour que le premier terme de l'équation (III-12) peut être négligé par rapport au deuxième terme, ce qui est familier approximation à enveloppe lentement variable et, il est également dénommé approximation paraxiale ou parabolique. Avec cette hypothèse et après réarrangement, l'équation (III-12) se réduit à:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right) \quad (\text{III-13})$$

C'est l'équation BPM de base en trois dimensions (3D), la simplification à deux dimensions (2D) est obtenue en omettant toute dépendance de y .

Étant donné un champ d'entrée, $u(x, y, z = 0)$, l'équation ci-dessus (III-13) détermine l'évolution du champ dans l'espace $z > 0$.

Il est important de reconnaître ce qui a été gagné et perdu dans l'approche ci-dessus. Tout d'abord, la factorisation de la variation rapide de phase, permet à u variant lentement à être représenté numériquement le long de z (longitudinale). Deuxièmement, l'élimination du terme en dérivée seconde de z réduit le problème de la valeur limite de deuxième ordre exigeant itération ou analyse de valeurs propres, à un problème de premier ordre avec des valeurs initiales qui peuvent être résolues par de simples «intégration» de l'équation ci-dessus le long de la direction de propagation z . Ce dernier point est également un facteur important dans la détermination de l'efficacité de la BPM, ce qui implique une réduction du temps d'un facteur au moins de l'ordre N_z (le nombre de points de grille longitudinale) par rapport à une solution numérique complète de l'équation de Helmholtz.

Les avantages ci-dessus n'ont pas été sans un prix. L'approximation à enveloppe lentement variable limite la considération à des champs qui se propagent principalement le long de l'axe z (paraxialité), et impose également des restrictions sur le contraste d'indice.

En outre, les champs qui ont une superposition complexe de variation de phase, ne peuvent pas être modélisés avec précision si la variation de phase est essentielle pour le comportement du dispositif. Un deuxième problème est que l'élimination de la dérivée seconde élimine aussi la possibilité des ondes se propageant vers l'arrière (sens inverse au sens direct de l'axe z); ainsi des dispositifs pour lesquels la réflexion est importante ne seront pas bien modélisés.

III-3-2-2- Solution numérique et conditions aux limites

Au début, la plupart des BPM utilisent une technique connue sous le nom de la méthode split-step Fourier [12]. Une approche implicite des différences finies basé sur le schéma bien connu de Crank-Nicholson est utilisée dans la plupart des problèmes d'intérêt dans l'optique intégrée [1,9-13]. Cette approche et ses dérivés sont devenus la norme, elle est fréquemment notée FD-BPM (Méthode de Propagation du Faisceau à différence finie) dans la littérature, ou simplement BPM.

Dans l'approche des différences finies, le champ du transversal plan (XY) n'est représenté que par points discrets sur une grille, et sur des plans discrets le long de la direction longitudinale ou de propagation (z).

Étant donné le champ discrétisé à un plan z, l'objectif est de développer des équations numériques qui déterminent le champ dans le prochain plan z+1. Cette étape élémentaire est ensuite répétée pour déterminer le champ dans toute la structure.

Par souci de simplicité, on illustre l'approche pour un champ scalaire en 2D (XY), et l'extension en 3D est ensuite brièvement résumée. u_i^{n+1} désigne le champ au point de la grille transversale i et plan longitudinal n, et on assume que les points de la grille et les plans sont régulièrement espacés par Δx et Δz , respectivement. Dans la méthode de Crank-Nicholson l'équation (III-13) est représentée au plan médian entre le plan n connu et le plan inconnu n + 1 comme suit:

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left(\frac{\delta^2}{\Delta x^2} + \left(k \left(x_i, \frac{z_{n+1}}{2} \right)^2 + \bar{k}^2 \right) \right) \frac{u_i^{n+1} + u_i^n}{2} \quad (\text{III-14})$$

δ^2 Représente l'opérateur standard de différence de second ordre,

$$\delta^2 u_i = (u_{i+1} + u_{i-1} - 2u_i) \quad \text{et} \quad \frac{z_{n+1}}{2} \equiv z_n + \frac{\Delta z}{2}$$

L'équation ci-dessus (III-14) peut être réorganisée sous la forme d'une équation de matrice tridiagonale pour u champ inconnu en termes de quantités connues:

$$a_i u_{i-1}^{n+1} + b_i u_i^{n+1} + c_i u_{i+1}^{n+1} = d_i \quad (\text{III-15})$$

La nature tridiagonale de l'équation (III-15) permet une solution rapide pour O (N) opérations (complexité de calcul), où N est le nombre de points de grille en x. puisque le champ ne peut être représenté que sur un domaine fini de calcul, l'équation ci-dessus est appliquée aux points limites i = 1 et N qui se réfère à des quantités inconnues en dehors du domaine. Pour ces points, l'équation ci-dessus doit être remplacée par des conditions aux limites appropriées qui complètent le système d'équations. Le choix de ces conditions est essentiel, car un mauvais choix peut conduire à une réflexion artificielle de lumière incidente sur les limites, qui se réinjecte dans le domaine de calcul.

Plusieurs ouvrages ont introduits du matériau artificiel absorbant près du bord du domaine, mais l'ajustement des paramètres de l'absorbeur afin de minimiser la réflexion est trop lourd, et les reflets artificiels persistent dans de nombreux cas, car l'interface entre l'espace du problème et l'absorbeur sera également partiellement réfléchissante. Une condition à la limite communément utilisé est la condition à limite transparente ou TBC [11].

L'approche de base consiste à supposer que près de l'interface le champ se comporte comme une onde plane sortante, dont les caractéristiques (amplitude, direction) sont déterminées dynamiquement via un algorithme heuristique. L'hypothèse d'ondes planes permet au champ au point de limite à être lié au point intérieur adjacent, complétant ainsi l'ensemble des équations.

La TBC est généralement très efficace en permettant au rayonnement de sortir librement du domaine de calcul, mais il ya des cas pour lesquels il n'est pas très performante [14,15]. La solution numérique ci-dessus peut être facilement étendue à la 3D, mais l'extension directe de l'approche de Crank-Nicholson conduit à un système d'équations qui n'est pas tridiagonale, et nécessite O(N) opérations pour la résolution directe, ce qui n'est pas optimale. Heureusement, il existe une approche numérique standard dénommée la direction alternée implicite ou méthode ADI [16], qui permet à un problème en 3D à être résolu avec $O(N_x \cdot N_z)$ Opérations optimales.

III-3-2-3-BPM Vectorielle

L'effet de polarisation peut être inclus dans la BPM en considérant que le champ électrique \vec{E} est un vecteur, et on dérive à partir de l'équation des ondes vectorielles plutôt que de l'équation de Helmholtz scalaire [17,18]. Dans une première approche, les équations sont formulées en termes des composantes transversales du champ (E_x et E_y), et le résultat est un ensemble d'équations couplées pour les correspondants des champs à variations lentes (u_x et u_y) [18] :

$$\frac{\partial u_x}{\partial u_z} = A_{xx} u_x + A_{xy} u_y \quad (\text{III-16})$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial u_z} = A_{yx} u_x + A_{yy} u_y \quad (\text{III-17})$$

Ou les A_{ij} sont des opérateurs différentiels complexes donnés par :

$$A_{xx} u_x = \frac{i}{2\beta} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 u_x) \right] + \frac{\partial^2}{\partial y^2} u_x + (k^2 - \beta^2) u_x \right\} \quad (\text{III-18})$$

$$A_{yy} u_y = \frac{i}{2\beta} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} u_y + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 u_y) \right] + (k^2 - \beta^2) u_y \right\} \quad (\text{III-19})$$

$$A_{yx} u_x = \frac{i}{2\beta} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 u_x) \right] - \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} u_x \right\} \quad (\text{III-20})$$

$$A_{xy} u_y = \frac{i}{2\beta} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 u_y) \right] - \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} u_y \right\} \quad (\text{III-21})$$

Les opérateurs A_{xx} et A_{yy} compte de dépendance de la polarisation due aux différentes conditions aux limites aux interfaces, et décrire les différentes constantes de propagation, des formes de champ, les pertes en courbures, etc pour les champs TE et de TM. Les termes hors diagonale (A_{xy} et A_{yx}) pour le couplage de polarisation et modes hybrides dues aux effets géométriques, telles que l'influence des coins ou des parois inclinées de la structure.

Les équations ci-dessus décrivent généralement une BPM pleine vectorielle. La simplification $A_{xy} = A_{yx} = 0$ donne l'approximation semi-vectorielle. Dans ce cas, les composantes du champ transversales sont découplées, ce qui simplifie considérablement le problème tout en conservant les effets de polarisation. A moins qu'une structure soit spécifiquement conçue pour induire le couplage, l'effet des termes hors diagonale est extrêmement faible et l'approximation semi-vectorielle est une excellente approche.

III-3-2-4-BPM grand-angle

La restriction sur la paraxialité BPM, ainsi que les restrictions liées au contraste d'indice de réfraction et de la propagation multimode, peuvent être assouplies par l'utilisation des extensions qui ont été appelés BPM grand-angle [19-20]. L'idée essentielle derrière ces différentes approches est de réduire les limitations paraxiales en intégrant l'effet du terme

$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ Négligé dans la dérivation de la BPM de base, elles se diffèrent par la méthode et le degré d'approximation.

La formulation la plus populaire est appelé la technique à étapes multiples à grand-angle à base de l'approximation de Padé [21].

Une approche simple pour dériver une équation BPM à grand-angle est de considérer l'équation d'onde de Helmholtz écrite en termes de champ variant lentement (Eq. (III- 12)),

mais avant la procédé de l'approximation à enveloppe lentement variable et en négligeant le terme $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$.

Si D désigne $\frac{\partial}{\partial z}$ dans cette équation, $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ est représenté par D^2 .

Mis à part le fait que D est un opérateur différentiel, l'équation peut maintenant être considérée comme une équation du second degré à résoudre pour D, ce qui donne la solution formelle suivante d'une équation du premier ordre en z:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = i\bar{k} (\sqrt{1+p} - 1)u \quad (\text{III-22})$$

$$p \equiv \frac{i}{\bar{k}^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2) \right) \quad (\text{III-23})$$

Cette équation est appelée équation des ondes à sens unique, puisque la dérivée du premier ordre ne reconnaît que des ondes se propageant dans un seul sens (en sens direct ou en sens inverse, mais pas les deux simultanément). Bien qu'elle soit limitée à la propagation dans le sens direct (+z), l'équation ci-dessus est toujours exacte en ce sens qu'aucune approximation paraxiale n'a été faite. La difficulté est que, avant que cette équation soit intégrée le radical impliquant l'opérateur différentiel P doit être évalué. Une approche possible serait d'utiliser un développement de Taylor.

Pour premier ordre ce qui conduit à la standard paraxial BPM, et pour l'ordre supérieur, il devient plus précis, et représente une approche pour la réalisation d'un système à grand-angle. Cependant l'expansion par le biais de l'approximation de Padé est plus précise que le développement de Taylor pour le même ordre des termes [21]. Cette approche conduit à l'équation suivante à grand-angle [21] :

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = i\bar{k} \frac{N_m(p)}{D_n(p)} u \quad (\text{III-24})$$

N_m et D_n sont des polynômes en P, et (m, n) est l'ordre de l'approximation.

Le tableau ci-dessous contient plusieurs approximants communes:

Ordre de Padé (m, n)	N_m	D_n
(1,0)	$P / 2$	1
(1,1)	$P / 2$	$1+P/4$
(2,2)	$P / 2 + P^2 / 4$	$1+3P/4+P^2/16$

L'utilisation de l'équation ci-dessus permet aux grandes angles, au contraste d'indice plus élevé, et aux plus complexe des interférences des modes d'être analysés dans les deux cas : ondes guidées et des problèmes d'espace libre, et on obtient des meilleurs résultats au fur et à mesure que l'ordre de Padé (M, N) augmente. [21,22]

III-3-2-5- BPM bi-directionnelle

Alors que BPM à grand-angle permet la propagation dans un plus large cône d'angle par rapport à l'axe z, ce cône peut asymptotiquement approche + / - 90 degrés de l'axe z, et ne peut être étendue pour traiter la propagation simultanée le long de la négative axe z.

Pour cela, il faut traiter les ondes réfléchies à part, bien qu'elles soient couplées.

Diverses techniques bidirectionnelles BPM ont été envisagées pour résoudre ce problème [23,24], avec la plupart se concentrant sur le couplage qui se produit par la réflexion d'une onde incidente sur une interface long de z. Voici une des dernières techniques qui tient

compte de plusieurs interfaces et les réflexions d'une manière efficace [25]. Dans cette méthode, le problème de propagation de l'onde guidée est divisé en régions qui sont uniformes le long de z , et les interfaces entre ces régions.

À tout point de la structure, il est considéré que les deux ondes incidentes et réfléchies peuvent exister simultanément, qui sont désignés par $u^+(x,y,z)$ et $u^-(x,y,z)$ respectivement. Dans les régions uniformes ces deux types d'ondes sont découplés, tandis que les interfaces entre ces régions couplent ces ondes dues à la réflexion.

L'idée essentielle [25] est d'employer une approche de matrice de transfert dans laquelle les éléments sont des opérateurs différentiels. L'onde incidente est généralement donnée à l'entrée de la structure, et l'objectif est de déterminer l'onde réfléchie au début et l'onde transmise à la sortie.

La matrice de transfert, toutefois, est formulée en supposant que les champs à la fois incident et réfléchi sont connus à l'entrée de la structure, et une matrice de transfert globale, M , décrit le système comme suit:

$$\begin{pmatrix} u_{out}^+ \\ u_{out}^- \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} u_{in}^+ \\ u_{in}^- \end{pmatrix} \quad (\text{III-25})$$

u_{in}^+ : Champ incident

u_{in}^- : Champ réfléchi

$u_{out}^- = 0$

u_{out}^+ : Champ transmise (à la sortie)

Étant donné le champ incident U_m^+ , l'équation (III-25) est résolue par itération du champ réfléchi (tel que le champ réfléchi à la sortie est nul $U_{out}^- = 0$). M est la matrice de transfert qui décrit la structure entière, résultats des applications successives des matrices de propagation et d'interface. La matrice de propagation décrit les régions uniformes, et faire propager u^+ et u^- indépendamment à l'aide de normal BPM (soit paraxial ou grand-angle).

Les matrices d'interface se rapportent u^+ et u^- à travers une interface, sont donnés par les formules de Fresnel généralisées impliquant des opérateurs différentiels utilisant les approximations du Padé utilisés dans BPM à grand-angle [25].

III-3-2-6-Techniques BPM supplémentaires

Il existe plusieurs techniques de BPM supplémentaires à noter. Premièrement, alors que la discussion ci-dessus a été axée sur linéaire, isotropes matériaux, il est possible d'inclure les effets non linéaires des matériaux ou anisotrope dans la BPM. La plupart des matériaux anisotropes sont facilement traitées dans le cadre de la BPM pleine vectorielles en élargissant la définition des opérateurs A_{ij} pour tenir en compte le fait que l'indice du matériau est décrit par un tenseur diélectrique [26]. Des matériaux non linéaires peuvent être pris en considération en permettant à l'indice de réfraction apparaissant dans les équations d'être en fonction de l'intensité du champ optique. Seul un petit ajustement est nécessaire dans la solution des équations aux différences finies qui en résultent pour tenir compte du fait que l'indice est une fonction du champ inconnu à l'étape suivante z . Une procédure d'itération simple permet à obtenir une solution auto-cohérente des équations aux différences non linéaire, généralement dans une ou deux itérations.

III-3-2-7- Résolution de Modes via BPM

Il est intéressant de noter que plusieurs techniques, basées sur la BPM, utiles pour la résolution de modes ont été développés, donc un code écrit pour une propagation BPM peut être transformé en un mode-solveur d'une manière relativement simple. La première d'entre

eux est la méthode de corrélation, et a été utilisée pour calculer les modes et les caractéristiques de dispersion des fibres multimodes [27]. Plus récemment, une technique dénommée la BPM à distance imaginaire a été développée qui est généralement beaucoup plus rapide [28-30]. Il est à noter que la technique de la BPM à distance imaginaire est formellement équivalente à d'autres techniques itératives de résolution de modes [31,32].

Dans les deux techniques de résolution de modes basée sur BPM, un champ incident donné est lancé dans une géométrie qui est Z-invariant, et une certaine forme de propagation BPM est effectuée. Comme la structure est uniforme le long de z, la propagation peut être décrite en termes de modes et des constantes de propagation de la structure. Considérant la propagation 2D d'un champ scalaire, le champ incident $\phi_{in}(x)$ peut être développé en fonction des modes de la structure :

$$\phi_{in}(x) = \sum_m C_m \phi_m(x) \quad (\text{III-26})$$

La somme doit évidemment consister en une somme de plus vrai modes guidés et de l'intégration sur les modes de rayonnement, la propagation à travers la structure peut alors être exprimée par :

$$\phi(x, z) = \sum_m C_m \phi_m(x) e^{i\beta_m z} \quad (\text{III-27})$$

Dans chaque technique de résolution de modes, basée sur la BPM, le champ propagé obtenu est conceptuellement assimilé à l'expression ci-dessus (III-27) pour déterminer la façon d'extraire les informations du mode à partir des résultats.

Dans le BPM à distance imaginaire, la longitude z est remplacé par $z' = iz$, de sorte que la propagation le long de cet axe imaginaire devrait suivre :

$$\phi(x, z') = \sum_m C_m \phi_m(x) e^{\beta_m z'} \quad (\text{III-28})$$

La propagation implicite par le terme exponentiel de l'équation (III-27) est devenue une croissance exponentielle dans l'équation (III-28), avec le taux de croissance de chaque mode étant égale à sa constante de propagation réelle. L'idée essentielle de la méthode est de lancer un champ quelconque, une gaussienne par exemple, qui se propage dans la structure le long de l'axe imaginaire. Le mode fondamental ($m = 0$), par définition, a la plus grande constante de propagation, sa contribution au champ aura le plus haut taux de croissance et va dominer tous les autres modes, après une certaine distance, ne laissant que le champ $\phi_0(x)$,

La constante de propagation peut être obtenue par l'expression suivante:

$$\beta^2 = \frac{\int \phi^* \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + k^2 \phi \right) dx}{\int \phi^* \phi dx} \quad (\text{III-29})$$

Les modes d'ordres supérieurs peuvent être obtenus en utilisant une procédure d'orthogonalisation pour soustraire les contributions des modes d'ordres inférieurs au cours de la propagation [33]. En outre, une correction supplémentaire est ajoutée pour éliminer les erreurs dues au fait que nous avons résolues pour les valeurs propres du paraxial. Il est important de noter que la BPM à distance imaginaire n'est pas la même que la technique courante d'effectuer une propagation standard et d'attente que la solution atteint l'état d'équilibre. Cette dernière n'obtiendra que le mode fondamental si la structure est en monomode, et prend généralement plus de temps pour converger.

La BPM à distance imaginaire est étroitement liée à la méthode de la puissance inverse déplacé pour trouver des valeurs et vecteurs propres d'une matrice.

Dans la méthode de corrélation, un champ quelconque est lancé dans la structure et se propage via BPM normale. Au cours de la propagation, la fonction de corrélation suivante entre le champ d'entre (lancé à l'entrée) et le champ propagé est calculé:

$$p(z) = \int \phi_m^*(x) \phi(x, z) dx \quad (\text{III-30})$$

En utilisant l'équation (III-26) et (III-27), la fonction de corrélation peut aussi être exprimée comme suit:

$$p(z) = \sum_m |C_m|^2 e^{i\beta_m z} \quad (\text{III-31})$$

De cette expression on peut voir que une transformée de Fourier de la fonction de corrélation calculée devrait avoir un spectre avec des pics aux constantes de propagation modales. Les champs modales correspondants peuvent être obtenus avec une deuxième propagation:

$$\phi_m(x) = \frac{1}{L} \int_0^L \phi(x, z) e^{i\beta_m z} \quad (\text{III-32})$$

Notez que plusieurs corrections des constantes de propagation peuvent être faites. Tout d'abord, une correction de l'erreur introduite par la résolution de l'équation paraxiale.

Deuxièmement, la partie imaginaire de la constante de propagation peut être trouvée par la substitution du profil de mode dans l'équation d'ondes et après résolution pour la constante de propagation. Bien que la méthode de corrélation soit généralement plus lente que la BPM à distance imaginaire, il a l'avantage qu'il est parfois applicable à des problèmes qui sont difficiles ou impossibles pour la BPM à distance imaginaire, tels que les modes rayonnants.

III-3-2-8- Philosophie générale pour choisir les valeurs des paramètres de simulation

Si le temps estimé par BeamPROP avec les valeurs par défaut des paramètres est «raisonnable», commencer avec ces valeurs, puis "raffiner" autant que nécessaire pour obtenir l'exactitude ou agrandir ces valeurs jusqu'à ce que le délai devient raisonnable, et exécutez la simulation pour voir si elle a un sens physique. Ensuite Affinez autant que nécessaire pour obtenir une précision.

Dans les paragraphes suivants on va décrire les effets des différents paramètres sur la stabilité et la précision des résultats de simulations.

-L'effet de taille de grilles (Δx et Δy)

Les petites tailles de grilles (Δx et Δy) améliorent la précision des deux, BPM et la résolution des modes, mais la stabilité n'est pas affectée, sauf dans le cas de BPM pleinement vectorielle. Les petites tailles des grilles produisent de difficulté aux conditions aux limites transparentes (Les reflets indésirables) ou avec des champs aux interfaces (artefacts tels que l'énergie «bloqué» à proximité d'une interface). Ces problèmes sont soulagés par l'utilisation de plus petite taille du pas (Δz).

- Effet de la taille du pas (Δz)

- BPM et le mode de résolution basée sur la normale BPM (méthode de corrélation)

- Diminuer la taille du pas (Δz) améliore la précision, la stabilité n'est pas affectée.
- Diminuer la taille du pas (Δz) atténue également les problèmes de performance des conditions aux limites transparentes et de la propagation au près des interfaces à des tailles petites des grilles.
- Dans certaine cas, la taille du pas (Δz) peut être échangée contre le nombre d'onde de référence k . puisque la précision dépend du :

$$(\bar{k} - k_z) \cdot \Delta z \quad (2-27)$$

Résolution des Modes basée sur la BPM à distance imaginaire. (La méthode itérative)

- la Diminution de la taille du pas n'a pas d'effet significatif sur l'exactitude ou de la stabilité.
- La plus grande taille du pas améliore le taux de convergence, mais une trop grande taille du pas converge vers des modes non désirées. BeamPROP choisit une valeur par défaut près de cette limite, si des problèmes surviennent, réduire la taille du pas par des facteurs de 2 jusqu'à ce qu'à la résolution des problèmes.

- Effet du nombre d'onde de référence

-BPM et la résolution des modes basée sur la normale BPM (méthode de corrélation)

- un nombre d'onde de référence plus précise conduit à des résultats plus précis. Le meilleur choix est habituellement $\cos \theta \beta$, où β est la constante de propagation du principal mode impliqué dans la propagation, et θ est l'angle de propagation par rapport à l'axe z.
- Dans certains cas, le nombre d'onde de référence peut être échangé contre la taille du pas, car la précision dépend de l'expression (II-27).
- De la même façon (pour la BPM seulement), dans une certaine mesure le nombre d'onde de référence peut être échangé contre l'Ordre du Padé, de plus élevé l'Ordre du Padé réduit l'effet du terme d'erreur.

- Mode résolution basé sur la distance imaginaire BPM (la méthode itérative)

Le choix du nombre d'onde de référence n'a aucun effet significatif, il est mis à jour dynamiquement en fonction de chaque mode. Le meilleur choix initial est la valeur par défaut, kext.

-Effet de l'ordre Padé

BPM Normale

- Ordre élevé du Padé améliore la précision aux grands angles, grand contraste d'indice, et quand plusieurs constantes de propagation sont impliquées (dispositifs multimodes).
- L'effet d'Ordre du Padé est également mêlé à l'effet de la grille et la taille du pas, ainsi que le nombre d'onde de référence.

Mode Résolution (quelque soit la méthode)

- ordre du Padé élevé n'a pas d'effet sur la précision et ne doit pas être utilisé.

Effet du domaine de calcul et des conditions aux limites

L'effet de ces options est généralement moins critique, puisque la condition aux limites transparentes (TBC), lorsqu'elle fonctionne correctement, devrait faire l'effet de la position de la limite immatérielle. Cependant, il y a plusieurs mises en garde pour chacun.

Calcul de domaine

- Lorsque la TBC a des difficultés, on choisit un plus grand domaine de calcul.

Conditions aux limites

Il existe deux formes de la TBC, complet et simple. La valeur par défaut complet TBC tente d'être plus intelligente, et il est parfois plus précis, mais il est parfois pire que la TBC simple. La Simple TBC avec une plus petite taille du pas z est le meilleur choix et en particulier dans le cas des problèmes multimodes ou des problèmes à grandes radiations.

Effet des options de la polarisation

Les options principales de polarisation sont Aucun (c.-à-scalaire), semi-vectorielle, et le plein-vectorielle, et elles affectent la précision avec laquelle la BPM traite certains effets comme indiqué ci-dessous.

- Aucun (scalaire): les effets de polarisation sont ignorés. Ceci est approprié pour les "petits contraste d'indice" pour lesquels les effets de polarisation sont "faibles".
- Semi-vectorielle: les effets de dépendance de polarisation sont inclus, mais le couplage de polarisation et les effets hybrides de polarisation sont ignorés. Ce qui est approprié et suffisant pour presque tous les "grands contraste d'indice" pour lesquels les effets de polarisation ont d'intérêt.
- Full-Vector: Tous les effets de polarisation sont inclus, mais les simulations sont bien plus compliquées et beaucoup de temps que dans le cas scalaire ou semi-vecteur. En général pas beaucoup plus d'information est obtenue, à l'exception pour les dispositifs destinés à coupler les polarisations. La stabilité doit être contrôlée.

-Effet paramètre du régime

Le paramètre du régime est utilisé pour les simulations à plein-vectorielle pour contrôler la stabilité, qui devient un problème pour le "Grand contraste d'indice" et / ou «petites taille de la grille».

Pour remédier à l'instabilité ci-dessus, le paramètre du régime doit être réglé sur une valeur supérieure à sa valeur par défaut de 0,5, et moins de 1,0.

Une méthode générale est de commencer avec des simulations scalaires, même si votre problème nécessite plus de sophistication, et seulement après que le problème commence à avoir un sens physique, et de continuer le processus jusqu'à semi ou plein vecteur selon les besoins .

III-4-Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les différents simulateurs (BandSOLVE et BeamPROP), que nous avons utilisés dans notre travail, ces simulateurs sont parfaitement adaptés à la conception des circuits photoniques.

BandSOLVE de la compagnie RSoft est un logiciel de simulation des structures de bandes photoniques. Il est basé sur la méthode des ondes planes optimisée pour les structures périodiques, idéal pour produire des diagrammes de bandes des structures à bandes interdites photoniques tels que 2D et 3D et les guides à cristaux photoniques en utilisant une méthode supercellule type onde plane.

Nous avons également utilisé BeamPROP de RSoft, BeamPROP utilise l'algorithme de BPM vectorielle aux différences finies. Cet algorithme a été originellement développé pour simuler des guides plans et des fibres conventionnels ainsi que des systèmes optiques tels que les interféromètres, les multiplexeurs, etc.

Ces méthodes seront largement utilisées dans la suite de ce travail qui repose sur l'étude des cristaux photoniques, les guides et les fibres à cristaux magnéto photoniques dont le matériau utilisé possède des propriétés physiques importantes et nous permettent d'étudier le phénomène de conversion de modes et la rotation de faraday.

Références

- [1] R. Scarmozzino and R. M. Osgood Jr., «Comparison of finite-difference and Fourier transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications», *Journal of Optical Society of America*, Vol. 8, N° 5, p. 724-731, 1991.
- [2] RSoft Design Group, Inc, “BandSOLVE 4.1 User Guide”, license 16847214, 1993-2008.
- [3] S. Guo, and S. Albin, „Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations,” *Optics Express*, Vol.11, N° 2, p. 167-175, 2003.
- [4] S. Shi, C. Chen, and D.W. Prathe, „Revised plane wave method for dispersive material and its application to band structure calculations of photonic crystal slabs,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 043104-43104, 2005.
- [5] 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.
- [6] H. S. Sözüer and J. W. Haus, Photonic bands: Convergence problems with the plane wave method, *Phys. Rev. B*, vol. 45, no. 24, pp. 1396213972, 1992.
- [7] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, *Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice*. Boston, MA: Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [8] Jean-Michel Lourtioz, «Cristaux photoniques et « gaps » de photons – Aspects fondamentaux », *Techniques de l’Ingénieur*, AF 3 710, 07/2004.
- [9] R. Scarmozzino, A. Gopinath, R. Pregla and S. Helfert, “Numerical Techniques for Modeling Guided-Wave Photonic Devices”, *J. Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol.6, p. 150, 2000.
- [10] RSoft Design Group, Inc, “BeamPROP 8.1 User Guide”, 1993-2008.
- [11] G.R. Hadley, “Transparent boundary condition for the beam propagation method”, *Opt. Lett.* Vol.16, p. 624, 1991; G.R. Hadley, “Transparent boundary condition for the beam propagation method”, *J. Quantum Electron*, Vol.28, p.363, 1992.
- [12] M.D. Feit and J.A. Fleck, “Light propagation in graded-index optical fibers”, *Appl. Opt.* Vol.17, p.3990, 1978.
- [13] D. Yevick and B. Hermansson, “Efficient beam propagation techniques”, *J. Quantum Electron*. Vol.26, p. 109, 1990.
- [14] C. Vassallo and F. Collino, “Highly efficient absorbing boundary condition for the beam propagation method”, *J. Lightwave Technol.* Vol.14, p.1570, 1996.
- [15] Y.P. Chiou and H.C. Chang, “Complementary operators method as the absorbing boundary condition for the beam propagation method”, *Photon. Technol. Lett.* Vol.8, p.976, 1998.
- [16] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teuklsky, and W.T. Vetterling, *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*, (Cambridge Univ., New York, 1986).
- [17] R. Clauberg and P. Von Allmen, “Vectorial beam propagation method for integrated optics”, *Electron. Lett.* Vol.27, p.654, 1991.
- [18] W.P. Huang and C.L. Xu, “Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method”, *J. Quantum Electron*. Vol.29, p. 2639, 1993.
- [19] D. Yevick and M. Glasner, “Analysis of forward wide-angle light propagation in semiconductor rib waveguides and integrated-optic structures”, *Electron. Lett.* Vol.25, 1611, 1989.
- [20] H.J.W.M. Hoekstra, G.J.M. Krijnen, and P.V. Lambeck, “New formulations of the beam propagation method based on the slowly varying envelope approximation”, *Optics Communications*, Vol.97, p.301, 1993.

- [21] G.R. Hadley, "Wide-angle beam propagation using Pade approximant operators", *Optics Letters*, Vol.17,p.1426,1992; G.R. Hadley, "Multistep method for wide-angle beam propagation", *Optics Letters*, Vol.17,p.1743,1992.
- [22] I. Ilic, R. Scarmozzino, and R.M. Osgood, Jr., "Investigation of the Pade approximant-based wide-angle beam propagation method for accurate modeling of waveguiding circuits", *J. Lightwave Technol.* Vol.14,p.2813,1996.
- [23] P. Kaczmarek and P.E. Lagasse, "Bidirectional beam propagation method", *Electron. Lett.* Vol.24,p.675,1988.
- [24] Y. Chiou and H. Chang, "Analysis of optical waveguide discontinuities using the Pade approximants", *Photon. Technol. Lett.* Vol.9,p.964,1997.
- [25] H. Rao, R. Scarmozzino, and R.M. Osgood, Jr., "A bidirectional beam propagation method for multiple dielectric interfaces", *Photon. Technol. Lett.* Vol.11,p.830,1999.
- [26] C.L. Xu, W.P. Huang, J. Chrostowski, and S.K. Chaudhuri, "A full-vectorial beam propagation method for anisotropic waveguides", *J. Lightwave Tech.*, Vol.12,p.1926,1994.
- [27] M.D. Feit and J.A. Fleck, "Computation of mode properties in optical fiber waveguides by a propagating beam method", *Applied Optics*, Vol.19,p.1154,1980.
- [28] D. Yevick and B. Hermansson "New formulations of the matrix beam propagation method: Application to rib waveguides", *J. Quantum Electron.*, Vol.25, p.221,1989.
- [29] S. Jungling and J.C. Chen, "A study and optimization of eigenmode calculations using the imaginary-distance beam-propagation method", *J. Quantum Electron.* Vol.30,p.2098, 1994.
- [30] Boudelal Riad, « Etude de couplage d'un guide d'ondes avec une fibre optique application en optique intégrée pour les télécoms optiques », Mémoire de magister en électronique, Université Mentouri – Constantine, 05 décembre 2010.
- [31] D. Yevick and W. Bardyszewski, "Correspondence of variational finite difference (relaxation) and imaginary distance propagation methods for modal analysis", *Opt. Lett.* Vol. 17, p. 329,1992.
- [32] G.R. Hadley and R.E. Smith, "Full-vector waveguide modeling using an iterative finite-difference method with transparent boundary conditions", *J. Quantum Electron.* 1995.
- [33] J.C. Chen and S. Jungling, "Computation of higher-order waveguide modes by the imaginary-distance beam propagation method", *Optical and Quantum Electron.* Vol.26, p. S199,1994.

Chapitre IV

Résultats et interprétations

Chapitre IV

Résultats et interprétations

IV-1-Introduction

Les guides d'onde magnéto-optiques représentent l'élément de base pour réaliser des composants à effet non-réciproque en configuration guidée. Ces composants sont fondamentaux pour un bon fonctionnement des dispositifs pour les télécommunications, et notamment ceux qui sont basés sur des réseaux à fibres optiques. Le composant type, est l'isolateur optique. L'isolateur optique permet d'améliorer les performances des systèmes et stabilise les oscillations d'un Laser en bloquant l'intrusion de la lumière réfléchie dans sa cavité, il est basé sur une propriété unique de l'interaction onde-matière au sein d'un matériau magnéto-optique : la non-réciprocité de l'effet Faraday. Les matériaux magnétiques peuvent aussi être insérés dans des cristaux photoniques et deviennent appeler des cristaux magnéto photoniques. Les cristaux photoniques sont des arrangements périodiques à 1, 2 ou 3 dimensions de plusieurs matériaux de constants diélectriques différents.

Dans notre travail, nous allons faire une étude sur les cristaux magnéto photoniques, nous allons simuler des structures planaires des matériaux à bandes interdite photoniques dont nous concentrons sur leurs propriétés physiques tels que les diagrammes de bandes et les cartes de bandes, ces simulations a pour objectif de vérifier la position de la bande interdite photonique dans notre structure étudiée. Notre structure est un cristal photonique planaire constitué d'une couche de matériau magnéto optique dénommé BIG (grenat de fer et de bismuth) déposée sur une couche de GGG (grenat de gadolinium et gallium), dans une structure triangulaire et pour une structure carrées, en suite nous étudions le matériau BIG dans les fibres optique ,on commence par une structure de fibre optique conventionnelle , après nous faisons une étude sur les fibres à cristaux magnéto photoniques à base de BIG . On va faire ces simulations pour étudier le couplage de modes TE-TM, qui est d'origine identique à la rotation Faraday, afin d'obtenir un effet non-réciproque en configuration guidée. on fait varier la gyrotropie et nous allons observer leur effet sur le rendement de couplage, ensuite la variation de l'épaisseur de la couche guidante permet d'influer sur le taux de conversion TE-TM. Le rendement de couplage TE-TM dépend de la biréfringence et de la rotation de faraday, pour cela nous allons faire une autre simulation pour déterminer la biréfringence et par conséquent pour trouver la rotation de faraday qui est l'objectif principale de notre travail.

Pour effectuer ces simulations nous allons utiliser deux logiciels de Rsoft CAD, dont le premier est nommé BandSOLVE qui est basé sur la méthode des ondes planes (PWE), et l'autre nommé BeamPROP, basé sur la Méthode de propagation des faisceaux (BPM) .

IV-2-Représentation de matériaux utilisés

Un des avantages des grenats pour les dispositifs magnéto-optiques est leur transparence optique dans l'infrarouge [1]. En revanche l'intégration des cristaux de grenat sur les plateformes photoniques standards (ex. silicium, silice, semiconducteurs du groupe III-V) reste une tâche technologiquement difficile du fait de la grande taille de maille cristalline des grenats. La possibilité de restructuration thermique des couches de grenat amorphes déposées sur substrat de silicium par pulvérisation cathodique a été étudiée dans les travaux [2]. Cette méthode ne permet pas d'obtenir des couches monocristallines ce qui diminue fortement les propriétés MO. Dans les travaux [3, 4] la couche de grenat est reportée sur substrat de silicium et de semiconducteur par « wafer bonding » : ce procédé physico-chimique permet de générer des liaisons chimiques entre la surface de grenat et le substrat. L'influence de cette interface sur l'effet MO du composant final reste pénalisante. Malgré ces efforts, les couches monocristallines restent essentiellement déposées sur des substrats de maille cristalline compatible (grenats non MO : GGG, SGGG, NGG) par épitaxie en phase liquide (LPE) [5] ou par ablation laser (LPD) [6, 7].

IV-2-1-Propriétés physiques et MO du film de grenat de fer et de bismuth (BIG)

Les matériaux ferrites sont subdivisés en trois familles principales selon leur structure cristallographique.

La catégorie des ferrites hexagonaux, encore appelés hexaferrites, est construite autour du ferrite de baryum, de formule $BaFe_{12}O_{19}$. On y distingue les hexaferrites de types M, Z, W et Y. Les premiers sont des ferrites durs. C'est ce qui constitue le grand intérêt de cette classe de ferrites. Leur forte anisotropie magnétique axiale en fait l'aimant de choix dans la plupart des cas. Les trois types Z, W et Y présentent une anisotropie planaire, permettant de bénéficier d'une perméabilité élevée dans la gamme des UHF.

La deuxième famille de ferrites est relative à la structure spinelle. A l'image du composé $MgAl_2O_4$, les ferrites spinelles cristallisent selon un réseau cubique à faces centrées. Ce sont des ferrites doux utilisés dans les inductances et les transformateurs. La gamme des fréquences d'utilisation de cette famille de ferrites se situe entre 10 kHz et 500 MHz.

La dernière famille de ferrites, celle qui nous intéresse ici est celle des grenats. A l'instar des spinelles, ce sont des ferrites doux, mais dont l'usage se situe dans des fréquences au-delà du gigahertz. La structure grenat est cubique, isomorphe du modèle $Ca_3Al_2Si_3O_{12}$. Les ferrites grenats sont donc de la forme $R_3Fe_5O_{12}$, où R désigne une terre rare ou l'yttrium. Le plus courant est le grenat d'yttrium fer, plus connu sous le nom de YIG (pour Yttrium Iron Garnet) [8].

Le motif élémentaire des grenats, notamment du YIG (Y et BIG (ferrite grenat de bismuth ou encore appelé le grenat de fer et de bismuth ou autrement dit en anglais (Bismuth Iron Garnet) est de formule $\{C_3\} [A_2] (D_3) O_{12}$

Il indique qu'il y a trois types de sites possibles pour les cations métalliques au milieu des 96 ions oxygène [9]. Ces sites sont différenciés par le nombre d'oxygènes voisins entourant les ions et sont représentés (Figure VI.1).

- Les sites tétraédriques, référencés sites (D) sont au nombre de 24. Ils sont tous occupés par des ions Fe^{3+} avec 4 atomes d'oxygènes voisins.
- Les sites octaédriques, ou sites (A). Ces 16 sites sont également occupés par des ions Fe^{3+} avec 6 atomes d'oxygènes voisins.

• Les sites dodécaédriques (C) sont au nombre 24 avec 8 atomes d'oxygènes voisins. C'est dans ces derniers que viennent se loger les ions de terre rare. Dans le cas du grenat de fer et de bismuth, ce sont les ions bismuth qui occupent ces sites.

Le grenat d'yttrium de fer (YIG) et le grenat de fer et de bismuth (BIG) sont écrits respectivement : $\{Y_3^{3+}\}[Fe_2^{3+}](Fe_3^{3+})O_{12}^{2-}$ et $\{Bi_3^{3+}\}[Fe_2^{3+}](Fe_3^{3+})O_{12}^{2-}$

Avec paramètre de maille de YIG est 12.38 Å [10] et 12.63 Å pour le BIG [11]

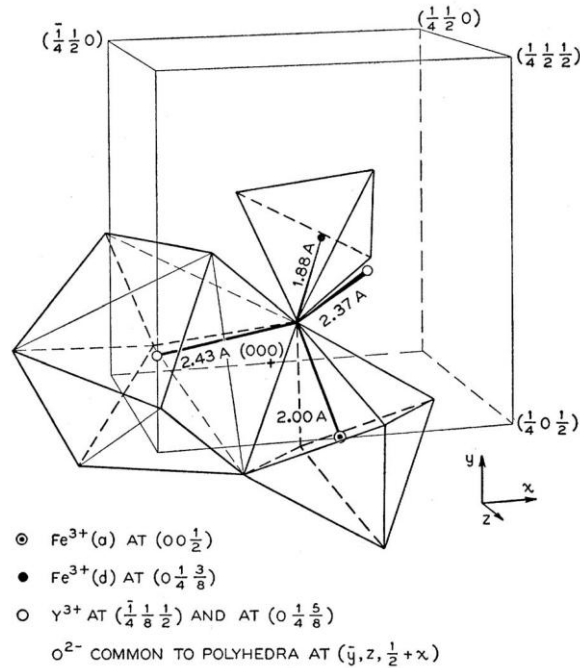


Figure IV.1 : Sites cristallographiques de la structure grenat [9].

Les mesures MO sur des couches du BIG ont permis de déterminer la valeur de la rotation de Faraday. Cette caractéristique des propriétés MO des couches magnétiques est proportionnelle à la constante de gyrotropie g : $\theta_F = \frac{\pi g}{n\lambda}$ [1].

Les films de BIG réalisés sur substrats de GGG (100) (GGG est le grenat de gadolinium et gallium ($Gd_3Ga_5O_{12}$) avec un paramètre de maille de 12,383 Å). Présentent une rotation Faraday de 7 deg/ μm à $\lambda=633$ nm et $+1,3 \cdot 10^3$ deg/cm à 1,55 μm . Le champ magnétique de saturation des couches de BIG est égal à $\sim 0,5$ T.

IV-3-Conversion de modes

Le développement des études de circuits optiques intégrés a donné à Tien [12] l'idée de moduler la lumière en utilisant l'effet Faraday dans les films minces de grenats. Cette couche mince se comporte comme un guide d'onde plan et sépare l'onde incidente en modes discrets transverses électriques (TE) et transverses magnétiques (TM). Par suite de l'existence de termes non diagonaux dans le tenseur de permittivité on ne peut parler de modes TE et TM séparés : il apparaît le phénomène de couplage de modes [13].

Lorsque l'aimantation est alignée le long du z-axis, parallèle à la propagation de mode, le couplage de modes TE -TM d'un guide est obtenu.

Ce dernier apparaitre a partir du non diagonale ($\epsilon_2 = \epsilon_{mo}$) du tenseur de la constante diélectrique du matériau magnéto-optique soumise à un champ magnétique [14] :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_1 & -i\epsilon_2 & 0 \\ i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_1 \end{pmatrix} \quad (IV-1)$$

Où ϵ_{mo} est proportionnel à l'aimantation dans le matériel [15] :

$$\epsilon_{mo} = \gamma M = n\lambda\theta_F/\pi. \quad (IV-2)$$

La rotation spécifique de Faraday est écrite : $\theta_F = \frac{\pi Re(\epsilon_{mo})}{n\lambda}$ (IV-3)

Avec n et λ respectivement l'indice de réfraction et la longueur d'onde, nous appelons également le terme non diagonal par la gyrotropie ($\epsilon_{mo}=g$).

Ce tenseur est très employé pour étudier les effets magnéto-optiques, ces termes non diagonaux mènent à un couplage entre les modes de TE et TM.

Supposons que le mode incident est le TM, le rendement de conversion $R(z)$ est défini comme le rapport d'intensité du mode TE à la distance Z sur l'intensité du mode TM au début [16] : $R(z) = I_{TE(z)}/I_{TM(0)}$ (IV-4)

Il est écrit alors :

$$R(z) = (\theta_F^2 / (\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2)) * \sin^2 [((\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2)^{1/2} z)] \quad (IV-5)$$

Cette dernière relation accentue que la conversion est complète seulement si $\Delta\beta=0$, où $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM} = (N_{TE} - N_{TM}) * (2\pi/\lambda) = \Delta N * (2\pi/\lambda)$ (IV-6)

Depuis des fonctions orthogonales de chaque mode indépendamment, n'importe quel état de polarisation d'entrée pourra en mesure à une conversion de mode efficace. En effet, pour que ces modes fonctionnent indépendamment, l'état d'accord de phase de TE/TM doit être réalisé. Dans la pratique, la différence entre l'indice de réfraction de TE et TM doit être très basse possible pour obtenir une conversion de mode efficace.

Dans ce cas-ci, elle est obtenue pour une distance de propagation $L_C = \pi / (2 * |K|)$ (IV-7), appelé longueur de couplage, où k est le coefficient de couplage.

Si la différence de phase $\Delta\beta$ n'est pas nulle, le rendement de conversion est limité à une valeur R_m [17] obtenu à la fin d'une distance L_C : $L_C = \pi / (4\theta_F^2 + \Delta\beta^2)^{1/2}$ (IV-8)

$$R_m = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + (\frac{\Delta\beta}{2})^2} \quad (IV-9)$$

IV-4-Guide d'ondes magnéto-optique en arête (Rib)

Afin de mieux comprendre le phénomène de conversion de modes TE-TM, nous proposons comme un exemple le travail d'Alcantara et al [18] qui ont proposé un guide d'ondes magnéto-optique en arête (rib) représenté dans la figure IV.2.

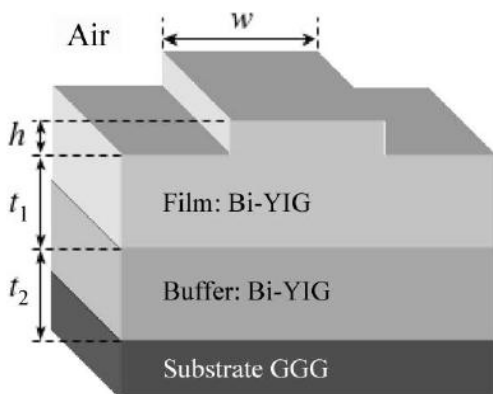


Figure IV.2 : Guide d'onde magnéto-optique en arête (Rib).

Cette structure a été à l'origine conçue pour fonctionner comme un isolateur basé sur la rotation de Faraday [19,20]. La couche de guide d'ondes est une couche de grenat de fer et de yttrium substitué par bismuth (Bi-YIG) avec l'épaisseur $t_1 = 3.1 \mu\text{m}$. Sur cette couche, il y a une arête de largeur $W = 8 \mu\text{m}$ et de hauteur $h = 0.5 \mu\text{m}$. La couche espaceur (buffer) est également une couche de Bi-YIG, d'épaisseur $t_2 = 3.4 \mu\text{m}$. Le substrat est une couche de grenat de gadolinium et de gallium (GGG) de constante diélectrique $\epsilon_{\text{SR}} = (1.94)^2$. Pour les couches de Bi-YIG, le tenseur relatif de constante diélectrique est indiquées par $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = (2.19 - \Delta g)^2$, $\epsilon_{yy} = (2.19)^2$ pour la couche guidante, et $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = (2.18 - \Delta g)^2$, $\epsilon_{yy} = (2.18)^2$ pour la couche espaceur (buffer). Le paramètre Δg est un facteur géométrique de biréfringence ajusté pour compenser la biréfringence linéaire causée par la contrainte compressive, assumée ici pour être $\Delta g = 2.2 \times 10^{-4}$ [19]. Les deux termes non diagonaux résultent du champ magnétostatique appliqué le long de la direction de propagation z . La constante magnéto-optique est associée à l'angle de la rotation de Faraday (Θ_F) et l'indice de réfraction du milieu magnéto-optique (n) alors $\delta = n\lambda\Theta_F/\pi$, où $\Theta_F = 133^\circ/\text{cm}$ et $\lambda = 1.485 \mu\text{m}$ [20].

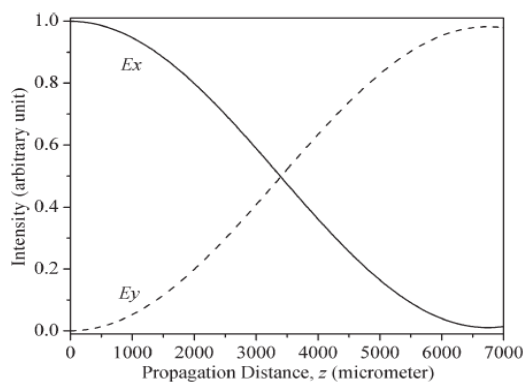


Figure IV.3 : L'évolution de l'intensité normalisée de composantes transversales de champ le long de l'axe z d'un guide d'ondes magnéto-optique.

L'effet de rotation de Faraday est responsable d'un transfert périodique de puissance entre les composantes transversales E_x et E_y . La structure est excitée à $z = 0$, ayant la composante transversale le long de la direction de x seulement, c.-à-d., $E_y = 0$. Le mécanisme de transfert d'énergie entre les composantes transversales est observé dans la figure IV.3.

Le transfert de puissance maximum à la composante d' E_y est observé à la distance $6800 \mu\text{m}$. Dans la pratique, la nature non réciproque de ce dispositif peut être explorée en plaçant la longueur du dispositif à environ de $3400 \mu\text{m}$, de sorte qu'une rotation de 45° soit réalisée à la sortie [20]. De cette manière, si une réflexion se produit au port de sortie, le champ réfléchi accomplira une rotation 90° au port d'entrée, qui alors peut être bloqué avec un polariseur sans affecter le champ d'entrée.

IV-5-Cristal photonique à réseau triangulaire

Les cristaux photoniques ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour un domaine fréquentiel donné. Le cristal se comporte alors comme un miroir, et cette propriété est communément appelé Bande Interdite Photonique (BIP) [21]. Les applications potentielles des BIP 2D sont nombreuses : contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, guides d'ondes rectilignes à fort rayon de courbure, faces miroir, filtres, microcavités à grand facteur de qualité, effet de superprisme [22]. En pratique, les cristaux photoniques 2D réels ont une dimension verticale finie et non pas infinie [23]. Concrètement, le confinement dans la troisième direction est assuré en travaillant en géométrie guide d'onde [24]. Les motifs sont gravés dans un guide d'onde classique constitué d'une couche guidante

de haut indice entourée de couches de bas indice. Ainsi, les pertes dans la direction verticale sont minimisées. La lumière est alors confinée horizontalement par le cristal photonique et verticalement par guidage réfractif. Cette solution est une bonne alternative à l'utilisation de cristaux photoniques 3D difficiles à fabriquer.

Dans ce travail, nous présentons une étude à cristal photonique planaire, qui est une structure périodique bidimensionnelle de taille finie. Les modes guidés sont l'un ou l'autre (pair (even)) ou (impair (odd)). C'est analogue au TE et TM respectivement dans deux dimensions. La structure de cristal photonique, est montrée sur la figure VI.4 : formé par un réseau triangulaire des trous d'air en film de grenat de fer et de bismuth (BIG) de l'indice de réfraction $n_{BIG}=2.51$, déposé sur des substrats de grenat de gadolinium et de gallium (GGG) de l'indice de réfraction $n_{GGG}=1.97$, les trous ont un rayon $r=0.2\mu\text{m}$ et le film de BIG a une épaisseur $h=0.5\mu\text{m}$ [25].

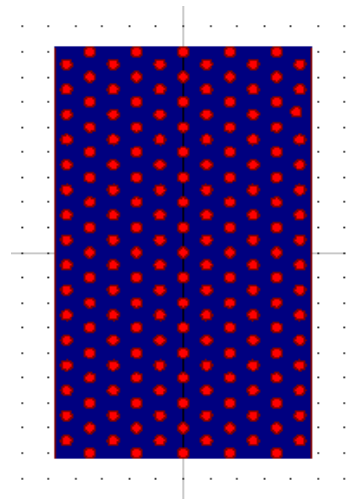


Figure IV.4 : La structure du cristal photonique a formé par un réseau triangulaire des trous d'air dans BIG, déposé sur un substrat de GGG.

L'exemple de diagramme de bandes présenté sur la Figure IV.5 décrit la notion de **ligne de lumière** [26] qui marque la limite entre les longueurs d'onde qui seront réfléchies à l'interface couche guidante/couche de confinement (la lumière restera alors dans la couche de guidante) et celles qui seront réfractées (la lumière sortira du cristal). Les modes situés sous la ligne de lumière sont des modes parfaitement guidés qui restent confinés dans le plan, alors que les modes situés au-dessus de la ligne de lumière peuvent se coupler au continuum des modes rayonnés qui sont des modes totalement délocalisés.

Les modes situés au-dessus de la ligne de lumière perdent de l'énergie dans la troisième direction au cours de leur propagation et sont donc des modes à pertes (ou quasi-guidés).

De par l'épaisseur finie de la couche guidante en géométrie guide d'onde, les polarisations ne sont plus totalement découplées. On ne peut donc plus parler strictement de polarisations TE ou TM [26]. On peut cependant classer les modes selon leur symétrie par rapport au plan médian de la couche guidante. Si le guide planaire est symétrique verticalement, les modes seront soit pairs (symétriques), soit impairs (antisymétriques). Ces deux groupes de modes sont totalement indépendants et ne peuvent pas se coupler entre eux. Il faut cependant noter que le mode pair fondamental a une distribution verticale caractérisée par un champ E majoritairement dans le plan. Le mode pair fondamental a donc un comportement très proche d'un mode purement TE. D'ailleurs dans le plan médian de la couche, ce mode est purement TE. Pour désigner les modes pairs, on parlera alors de modes **quasi-TE**. Suivant le même raisonnement, on parlera de modes **quasi-TM** pour qualifier les modes impairs. Par abus de langage, on emploiera souvent par la suite les termes TE et TM.

La figure VI.5 représente un diagramme de bandes de la structure précédente pour les deux modes (impairs) et (pair), d'une part nous voyons que bande interdite photonique s'ouvre pour le mode impair (TM) de fréquences normalisées $u=0.313$ à $u=0.327$ et par conséquence du $\lambda=1520\text{nm}$ à $\lambda=1590\text{nm}$, d'autre part nous ne la trouve pas pour le mode pair (TE).

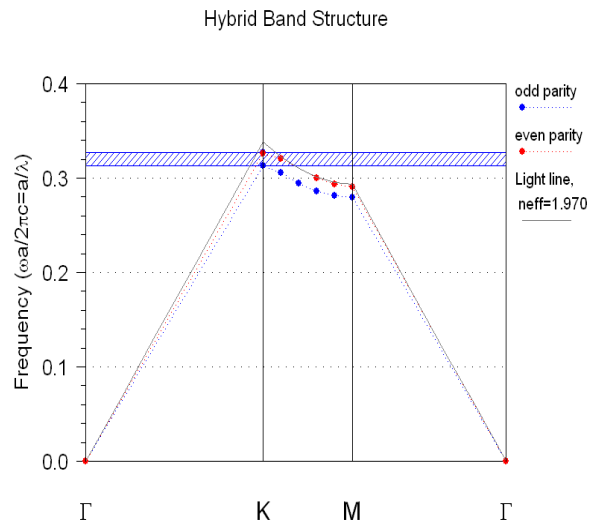


Figure VI.5 : Diagramme de bandes de structure de cristal photonique a formé par un réseau triangulaire des trous d'air dans BIG, déposé sur un substrat de GGG.

IV-5-1-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 [27]) pour optimiser les premières bandes interdites en fonction de r . Sur la figure VI.6 qui est une carte de bandes de la structure triangulaire précédente pour les modes impairs, la bande interdite s'étend entre $u=0.269$ et $u=0.337$ pour le rayon des trous ayant la valeur de $r=30\text{nm}$ jusqu'à 130nm , et une autre bande pour les fréquences 0.302 jusqu'à 0.337 avec des valeurs de $r=180\text{nm}$ à $r=210\text{nm}$. Alors que pour les valeurs de rayon r situé dans l'intervalle de 130nm à 180nm , on ne peut pas obtenir une bande interdite photonique.

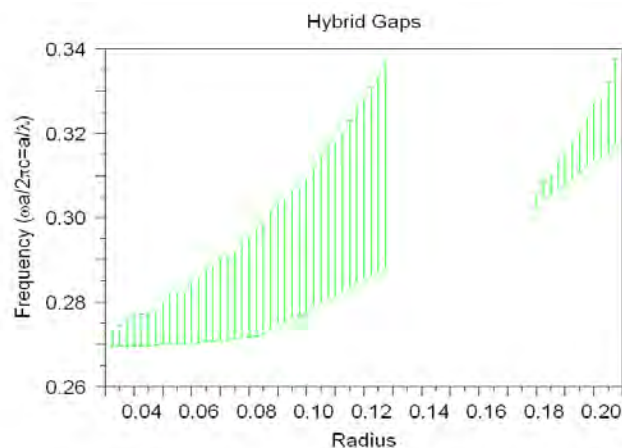


Figure IV.6 : Carte de bandes de structure de cristal photonique a formé par un réseau triangulaire des trous d'air dans BIG, déposé sur des substrats de GGG.

IV-5-2-Guide d'onde à un cristal photonique de réseau triangulaire

L'insertion justifiée de défauts de périodicité au sein du cristal constitue l'attrait majeur des structures à cristaux photoniques [28]. 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 [21]. 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 [29] en fait aussi des objets de choix pour l'étude de processus physiques, comme le guidage [30].

Si l'existence de modes localisés dans ces défauts a été montrée dès 1994 [31], les études expérimentales dans le domaine optique sont restées limitées à des démonstrations qualitatives [32]. Des études spectrales permettant la compréhension du guidage commencent dès le début de l'année 2000 [33-37], et permettent l'étude de dispositifs plus complexes incluant notamment les virages [38] et les cavités résonnantes [39,40].

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 [29,41], 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 [42]. Un guide d'onde peut alors être créé entre les deux demi-plans de cristaux photoniques de fort confinement latéral.

Le guide d'ondes à cristal photonique se compose d'un réseau triangulaire périodique des trous d'air en BIG (grenat de fer et de bismuth). Le guide d'ondes (W1) est obtenu en enlevant une rangée des trous dans la direction de Γ -K de la structure de cristal magnéto photonique (MPC) (Figure IV.7).

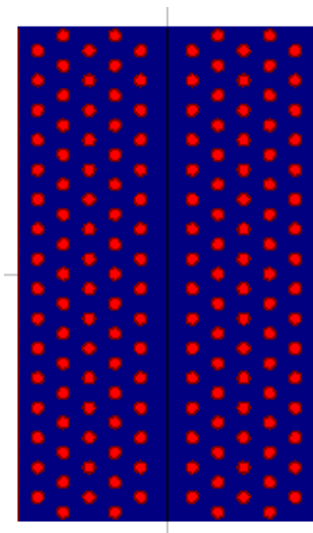


Figure IV.7: Structure de guide d'ondes à cristal photonique a formé par un réseau triangulaire des trous d'air dans BIG.

IV-5-3- Résultats de simulation

L'analyse effectuée dans ce travail a été concentrée sur le mode impair (polarisation TM), pour lequel la structure de MPC montre une bande interdite photonique entre 1520 nanomètre et 1590 nanomètre.

Par suite de l'existence de termes non diagonaux dans le tenseur de permittivité on ne peut parler de modes TE et TM séparés : il apparaît le phénomène de couplage de modes. Le calcul montre que l'échange de puissance entre un mode TE et un mode TM de même rang est périodique [12].

Pour effectuer ces résultats, en utilisant le logiciel de BeamPROP de RSoft CAD, basé sur la méthode de propagation de faisceau BPM [27].

La figure IV.8 représente un couplage de modes dans le guide d'ondes à cristal magnéto photonique d'épaisseur $h=0.3\mu\text{m}$, pour $g=0$ il n'y a aucun couplage entre les modes, mais lorsque la gyrotropie augmente, les modes commencent à coupler entre eux à partir de $g=0.137$ et ils couplent fortement si la gyrotropie est plus grand ($g=0.36$). alors lorsque les termes non diagonaux dans le tenseur de permittivité sont nuls, les modes sont séparés, par contre l'existence de ces termes induisent un couplage de modes augmente proportionnellement avec l'augmentation de ces termes de tenseur.

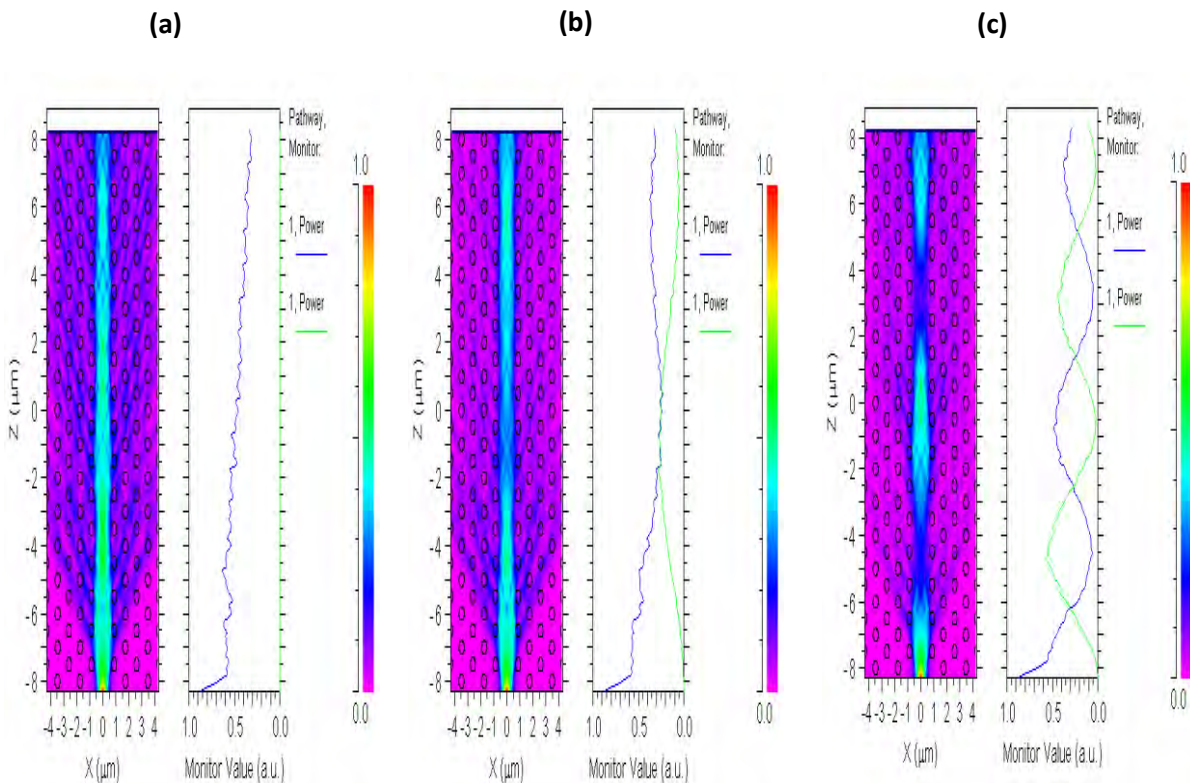


Figure IV.8 : Conversion de modes dans une structure de guide d'ondes à cristal magnéto photonique a formé par un réseau triangulaire des trous d'air dans BIG. (a) pour $g=0$, (b) pour $g=0.137$ et (c) pour $g=0.36$ à $h=0.3\mu\text{m}$.

Le rendement de conversion design le transfert de puissance maximum dans le guide d'ondes, pour une longueur de couplage L_C .

Sur la figure IV.9, nous étudions l'effet de gyrotropie(g) sur le rendement de conversion R_m et la longueur de couplage L_C , nous observons que si g augmente, le rendement R_m augmente et la longueur L_C diminue, ainsi le temps nécessaire pour obtenir le couplage diminue.

Ainsi cette figure est une représentation de l'intensité de la lumière propagée, cette intensité varie de bleu (intensité faible) à rouge (intensité forte).

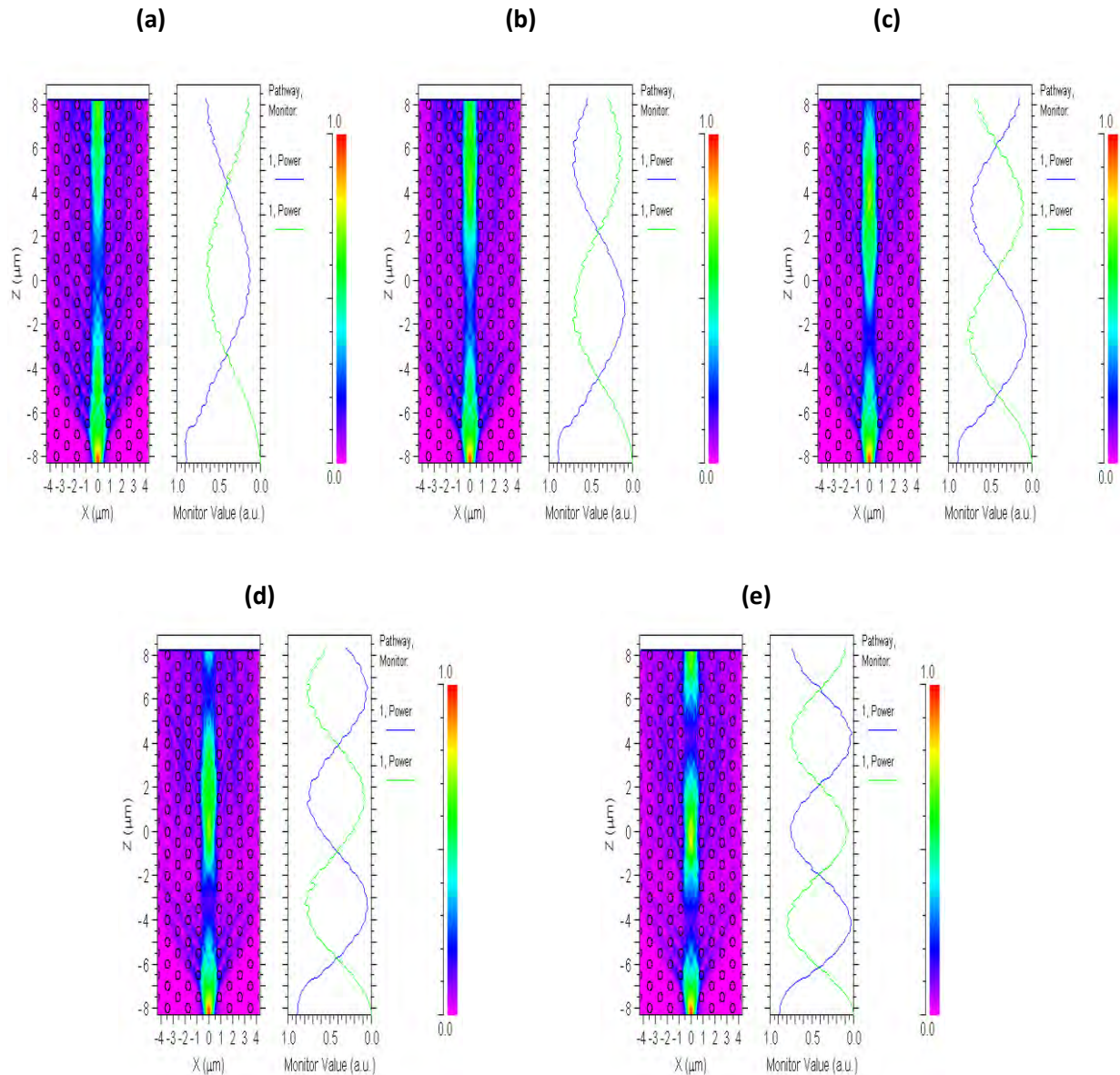


Figure IV.9 : Conversion de modes dans une structure de guide d'ondes à cristal magnéto photonique a formé par un réseau carré des trous d'air dans BIG: (a) pour $g=0.16$, (b) pour $g=0.20$, (c) pour $g=0.25$, (d) pour $g=0.30$ et (e) pour $g=0.36$.

La figure IV.10 montre l'influence de la gyrotropie(g) sur le rendement de conversion et la longueur de couplage, le rendement de conversion augmente avec l'augmentation de la gyrotropie, mais la longueur de couplage diminue si la gyrotropie augmente; tel que le rendement avec $g=0.16$ est 62% et atteint 80% avec $g=0.36$, mais pour la longueur de couplage : c'est $8.6\mu\text{m}$ avec $g=0.16$ et diminue jusqu'à $4.05\mu\text{m}$ pour $g=0.36$, ces résultats obtenus pour l'épaisseur $h=0.5\mu\text{m}$.

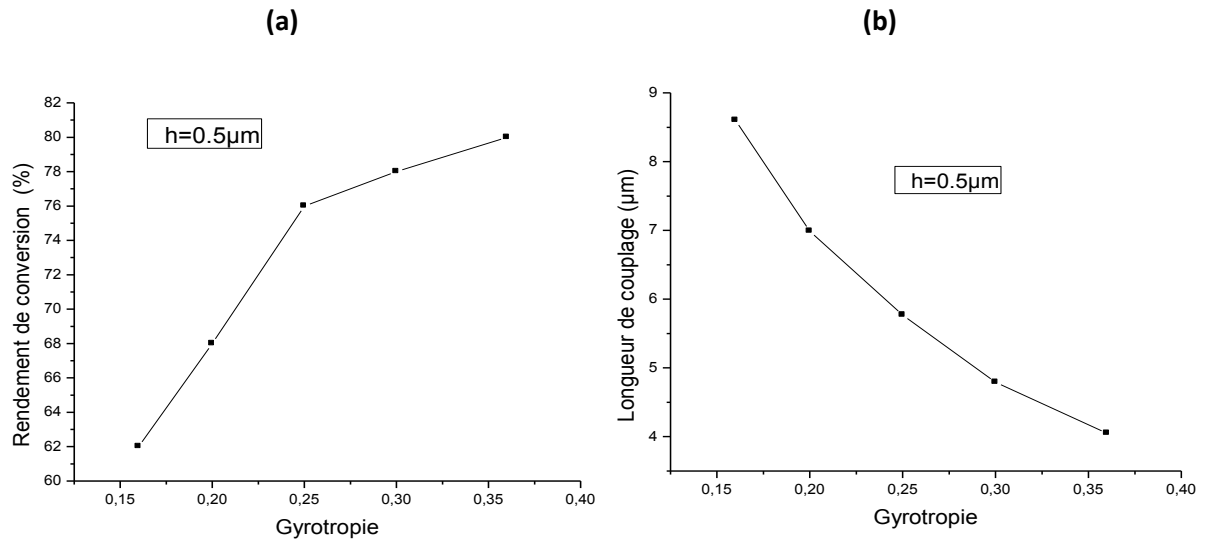
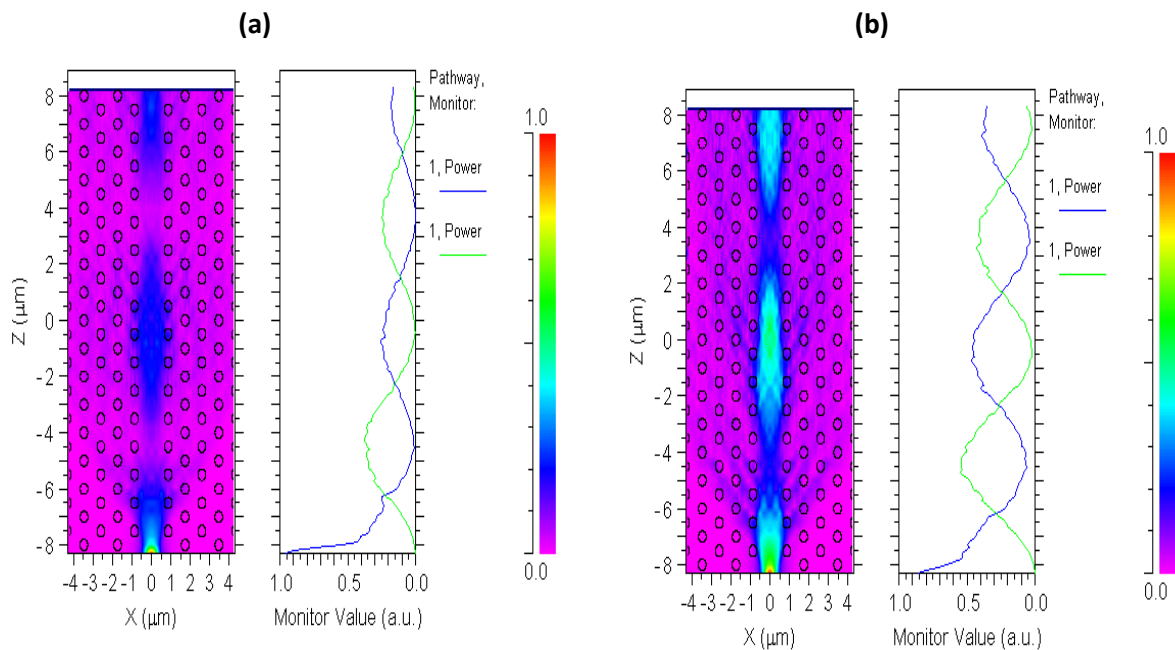


Figure IV.10 : (a) l'influence de gyrotropie sur le rendement de conversion, (b) l'influence de gyrotropie sur la longueur de couplage.

Avec $g=0.36$ que le couplage est fort entre les modes sur la figure IV.11, on voit l'effet de l'épaisseur sur le rendement de couplage, si l'épaisseur est petite ($h=0.2\mu\text{m}$) le rendement est également petit mais lorsque elle augmente ($h>0.2\mu\text{m}$) le rendement augmente plus en plus, ainsi le rendement de conversion augmente proportionnellement avec l'augmentation de l'épaisseur h . alors l'épaisseur de guide d'onde à cristal magnéto photonique joue un rôle important dans l'étude de conversion de modes. Dès qu'elle augmente, le rendement de la conversion augmente. Ainsi ces résultats montrent que l'intensité de champ accroît proportionnellement en fonction de l'épaisseur, elle est bleue à $h=0.2 \mu\text{m}$ (intensité faible) et elle change leur couleur avec l'augmentation de l'épaisseur h .



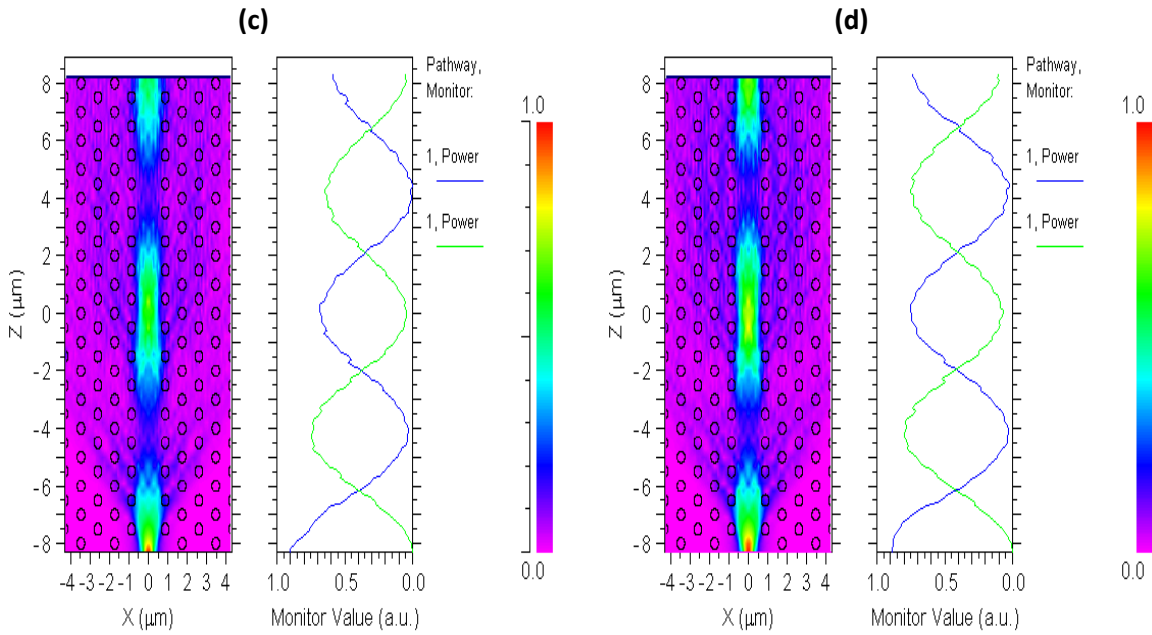


Figure IV.11 : L'effet de l'épaisseur sur le rendement de conversion de modes dans une structure de guide d'ondes à cristal magnéto photonique a formé par un réseau triangulaire des trous d'air dans BIG : (a) pour $h=0.2\mu\text{m}$, (b) pour $h=0.3\mu\text{m}$, (c) pour $h=0.4\mu\text{m}$ et (d) pour $h=0.5\mu\text{m}$.

La figure IV.12 représente la variation du rendement de conversion et de la longueur de couplage selon l'épaisseur h pour la valeur de gyrotropie $g=0.36$, le rendement de conversion augmente lorsque on augmente l'épaisseur tel que pour $h=0.20\mu\text{m}$ le rendement est 36%, et pour $h=0.5\mu\text{m}$ le rendement atteint la valeur de 80%, mais la longueur de couplage demeure fixe avec la valeur $4.05\mu\text{m}$, alors la variation de la longueur de couplage ne dépende pas de la variation de l'épaisseur h .

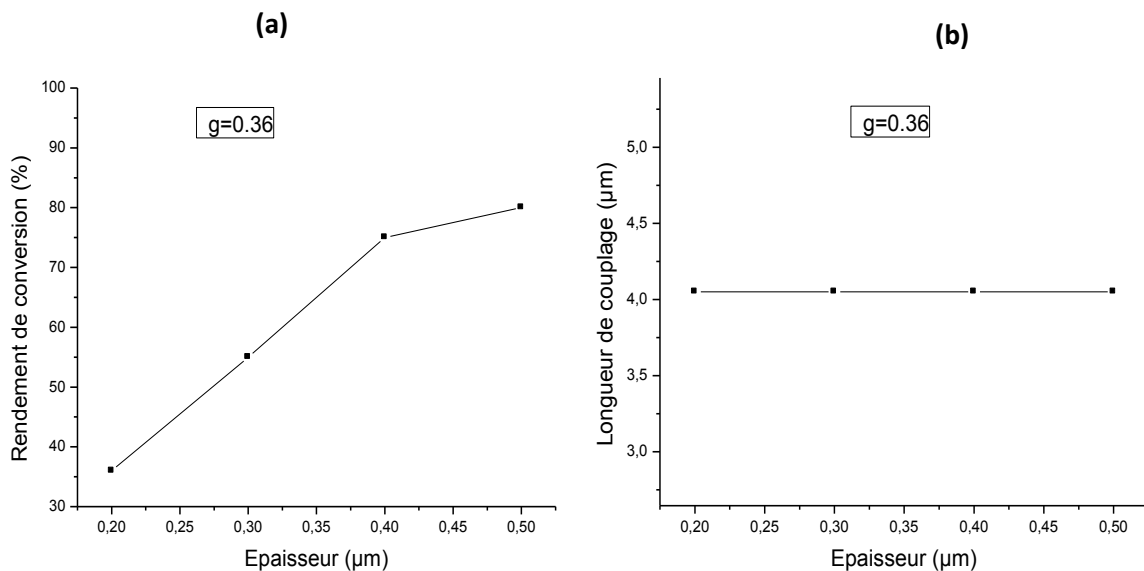


Figure IV.12 : (a) l'influence de l'épaisseur sur le rendement de conversion, (b) l'influence de l'épaisseur sur la longueur de couplage.

Pour simuler la propagation d'un faisceau dans le guide d'ondes étroit et pour étudier la conversion de modes, nous avons utilisé la méthode de propagation des faisceaux "Beam Propagation Method" [43]. La BPM aux différences finies représente la base de la programmation des algorithmes de calculs adoptés par le logiciel que nous avons utilisé le long de nos travaux; BeamPROP de la compagnie RSoft. Une autre méthode de calcul qui permet de simuler la propagation d'un faisceau dans le guide d'ondes, c'est la méthode de FDTD (Finite difference time Domain) adoptés par le logiciel de FullWAVE de la même compagnie.

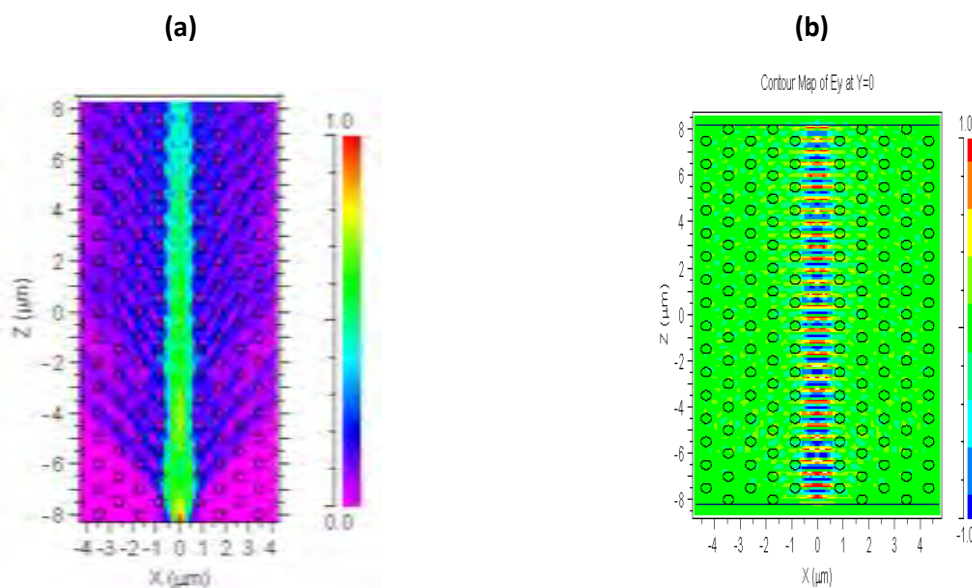
La méthode des différences finies temporelles (en anglais FDTD (Finite Difference in the Time Domain)) est fondée sur le schéma explicite de Yee, présenté en 1966. Elle permet de calculer à chaque instant discret de l'espace, les composantes du champ électromagnétique dans chaque cellule (maille) parallélépipédique du volume tridimensionnel, à l'intérieur desquelles sont calculées les 6 composantes orthogonales des champs électromagnétiques (E_x , E_y , E_z et H_x , H_y , H_z) les équations de Maxwell sont remplacées par un système d'équations qui relie le champ électromagnétique de chaque cellule aux champs des cellules voisines. Ces équations sont résolues en fonction des conditions aux limites [28].

Pour mettre en valeur notre outil de simulation, nous avons comparé nos résultats obtenus par la méthode FD-BPM (BeamPROP) à ceux obtenus avec la méthode FDTD-3D (FullWAVE). Les figures IV.13. (b) et IV.13. (d) donnent un exemple de validation des résultats de simulation obtenus par un calcul FDTD-3D, avec ceux obtenus par la méthode de propagation de faisceau (BPM) (figures IV.13. (a) et IV.13. (c)), d'un guide d'ondes à cristal photonique qui se compose d'un réseau triangulaire périodique des trous d'air en BIG (grenat de fer et de bismuth).

Dans les figures (a) et (b) les résultats sont obtenus à $g=0$ (absence de la gyrotropie), mais dans les figures (c) et (d) la gyrotropie égale à 0.25.

Selon les figures (a) (b) et (c)(d), on observe une très bonne concordance entre les courbes, elles indiquent la propagation de la lumière d'une façon ordinaire lors de l'absence de la gyrotropie ($g=0$) (figure (a) (b)), mais à l'existence de la gyrotropie ($g=0.25$) on voit des coupures dans la propagation alors il apparaît l'effet de l'isolation de la lumière où elle ne peut plus se propager.

Ces résultats sont effectués à la longueur d'onde $1.55\mu\text{m}$ et l'épaisseur $0.5\mu\text{m}$.



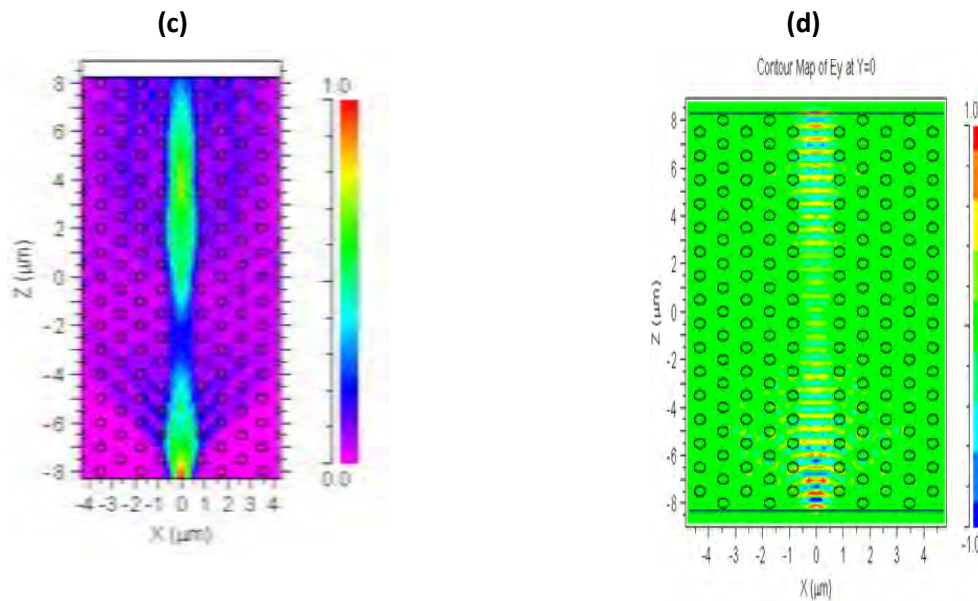


Figure IV.13 : validation des résultats obtenus par FD-BPM (a), (c) avec ceux obtenus par FDTD (b), (d) d'une structure de guide d'ondes à cristal magnéto photonique a formé par un réseau triangulaire des trous d'air dans BIG.

IV-5-4- Rotation de Faraday

En physique, l'**effet Faraday** décrit l'interaction entre la lumière et un champ magnétique dans un matériau : la polarisation de la lumière effectue une rotation proportionnelle à la composante du champ magnétique sur la direction de propagation de la lumière.

L'existence des paramètres non diagonaux dans le tenseur de constante diélectrique permet de coupler les modes TE et TM d'une manière périodique, et la variation de ces paramètres influence beaucoup plus sur la rotation de Faraday, en raison d'existence d'une relation entre les deux.

Cette relation est la suivante [15] : $\theta_F = (\pi R e (\epsilon_{mo}) / (n\lambda))$. (IV-10)

La figure IV.14 montre l'influence de la gyrotropie g et l'épaisseur h sur la rotation de Faraday. Sur la figure (a) nous voyons une augmentation en rotation de Faraday avec l'augmentation de la gyrotropie g : pour $g=0.16$ la rotation de Faraday est $7.4 \cdot 10^4$ deg/cm et pour $g=0.36$, la valeur atteint à $16.65 \cdot 10^4$ deg/cm. Sur la figure (b) la rotation de Faraday demeure constante pour toutes les valeurs de l'épaisseur h . ces résultats de calcul montre que la rotation de Faraday n'influe pas à la variation de l'épaisseur, mais la gyrotropie est parmi les éléments qui influent sur la rotation de Faraday .

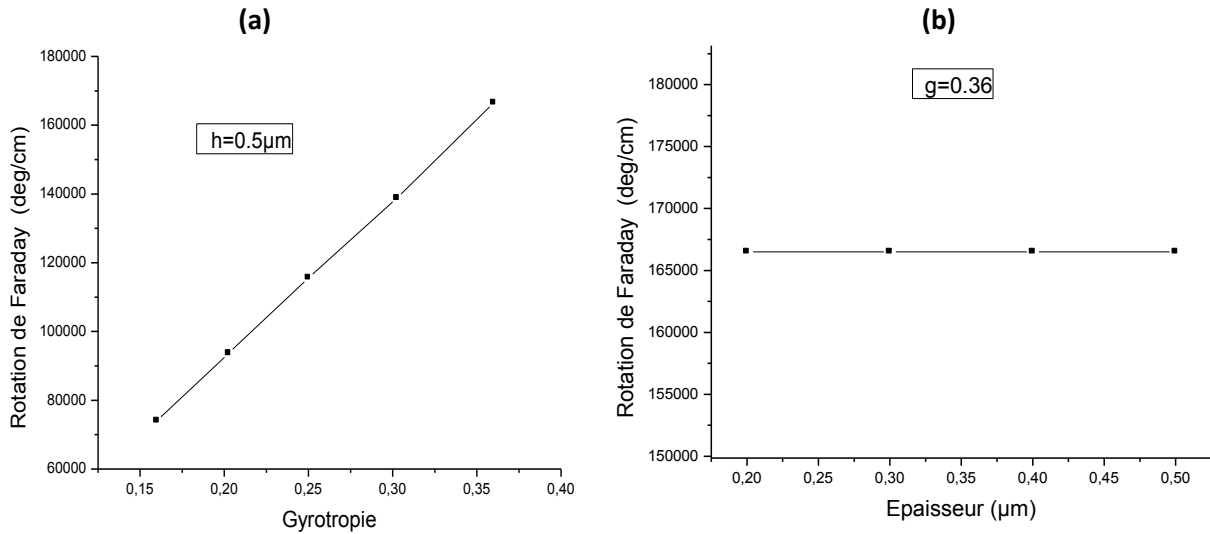


Figure IV.14 : (a) l'influence de la gyrotropie sur la rotation de Faraday, (b) l'influence de l'épaisseur sur la rotation de Faraday.

IV-5-5- Biréfringence modale

La différence entre les constantes de propagation des modes TE et TM : $\Delta\beta$ est un inconvénient important pour la réalisation d'une conversion de modes TE-TM. Elle est directement liée à la biréfringence modale ΔN [44]

$$\Delta\beta = (2\pi/\lambda) * \Delta N \quad (\text{IV-11})$$

Pour faire une étude dirigée sur la biréfringence de modes $\Delta N = N_{\text{TE}} - N_{\text{TM}}$, dans le but de la diminuer, il est nécessaire de connaître les différentes origines contribuant à son existence.

Nous savons tout d'abord qu'un guide isotrope asymétrique présente une différence d'indice effectif $N_{\text{TE}} - N_{\text{TM}}$, due à la dissymétrie créée par la présence de l'air d'un côté de la couche et du substrat de l'autre. On parle de biréfringence géométrique notée ΔN_{geo} . Ensuite, si le guide présente une anisotropie, un autre terme se rajoute à la biréfringence géométrique, c'est la biréfringence intrinsèque Δn_i . Globalement ΔN s'écrit : $\Delta N = \Delta N_{\text{geo}} + \Delta n_i$.

De sorte que, l'optimisation du taux maximum de conversion de modes impose la réduction de biréfringence modale.

La figure IV.15 représente l'influence de la gyrotropie g et l'épaisseur h sur la biréfringence modale, la figure (a) montre l'augmentation de g ce qui est suivi de la croissance de la biréfringence modale ; elle est égale à 0.05 pour $g=0.16$ et pour $g=0.36$ elle est 0.07, la figure (b) est une représentation de la biréfringence modale selon l'épaisseur h , nous voyons que si h augmente, la biréfringence modale diminue, pour $h=0.2\mu\text{m}$, elle est égale à 0.19, elle diminue à 0.07 pour $h=0.5\mu\text{m}$. alors que la valeur optimale de rendement de conversion liée directement à la valeur de la biréfringence modale qui à son tours liée à la variation de l'épaisseur, dont elle diminue si l'épaisseur augmente.

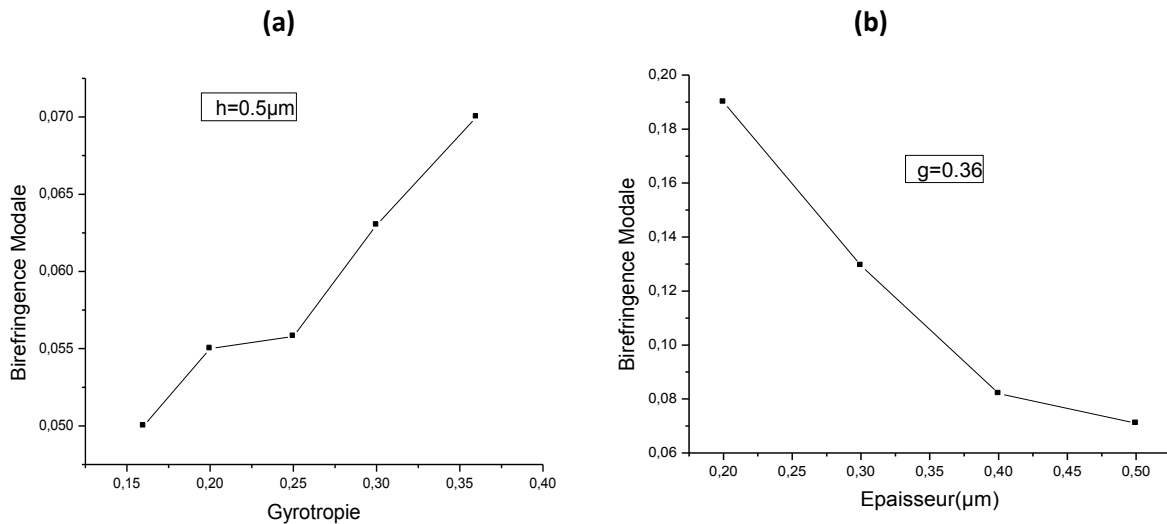


Figure IV.15 : (a) l'influence de la gyrotropie sur la biréfringence modale, (b) l'influence de l'épaisseur sur la biréfringence modale.

IV-6-Cristal photonique à réseau carré

Les cristaux photoniques, qui interdisent la propagation de la lumière pour des fréquences dans une bande interdite photonique, ont permis de nouvelles manières passionnantes de contrôler la lumière et de construire des circuits optiques intégrés [45]. Pour chaque structure à cristal photonique une représentation graphique des réseaux réciproques, de la première zone de Brillouin et de la zone de Brillouin irréductible spécifique. Nous pouvons obtenir un réseau réciproque de chaque structure en traçant les lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins, puis on trace les médiatrices de ces segments (voir chapitre I). On appelle zone de Brillouin irréductible la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque. Dans le cas du réseau triangulaire, les vecteurs du réseau réel ne sont plus colinéaires à ceux du réseau réciproque. La première zone de Brillouin est un hexagone (ABKCDE) et sa zone de Brillouin irréductible est un triangle (ΓMK) dont la surface est 1/12 de celle de la première zone de Brillouin. Pour le réseau carré, la première zone de Brillouin est un carré (LMNO) dont le centre est le point Γ de coordonnée (0,0). La zone de Brillouin irréductible est alors un triangle communément appelé (ΓXM) dont la surface est 1/8 de celle de la première zone de Brillouin.

Pour voir l'influence du choix de la structure sur la conversion de modes nous allons faire cette fois l'étude sur un cristal magnéto photonique de réseau carré mais les autres paramètres de la structure triangulaire restent inchangés. Dans ce travail, nous présentons une étude à cristal photoniques planaires, qui sont des structures périodiques bidimensionnelles de taille finie. Les modes guidés sont l'un ou l'autre (pair (even)) ou (impair (odd)). C'est analogue au TE et TM respectivement dans deux dimensions. La structure de cristal photonique, est montrée sur le figure IV.16 : formé par un réseau carré des trous d'air en film de grenat de fer et de bismuth (BIG) de l'indice de réfraction $n_{\text{BIG}}=2.51$, déposé sur des substrats de grenat de gadolinium et de gallium (GGG) de l'indice de réfraction $n_{\text{GGG}}=1.97$, les trous ont un rayon $r=0.2\mu\text{m}$ et le film de BIG a une épaisseur $h=0.5\mu\text{m}$.

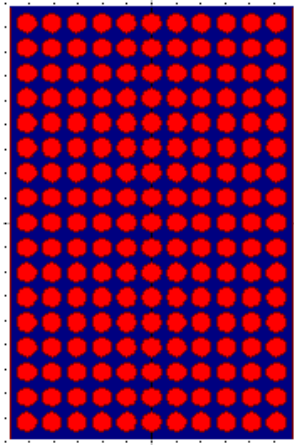


Figure IV.16 : La structure du cristal photonique a formé par un réseau carré des trous d'air dans BIG, déposé sur un substrat de GGG.

La figure IV.17 représente un diagramme de bandes de la structure précédente pour les deux modes (impairs) et (pair), d'une part nous voyons que bande interdite photonique s'ouvre pour le mode impair (TM) de fréquences normalisées $u=0.328$ à $u=0.352$ et par conséquence du $\lambda=1449\text{nm}$ à $\lambda=1555\text{nm}$, d'autre part nous ne la trouve pas pour le mode pair (TE). si on compare ces résultats avec celles de la structure triangulaire on voit que l'intervalle de fréquence où existe la bande interdite photonique pour le réseau carré n'est pas le même pour le réseau triangulaire.

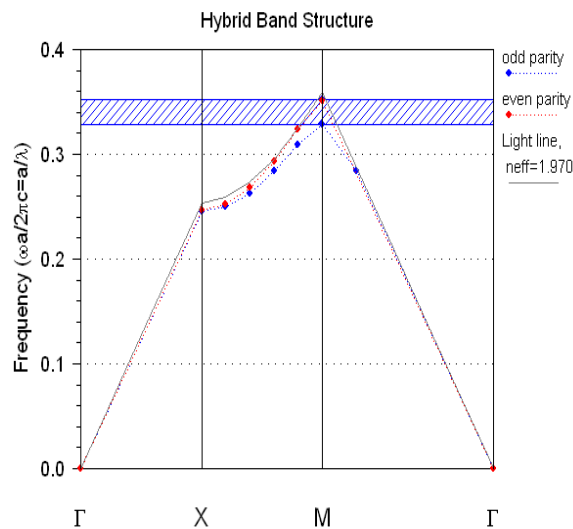


Figure IV.17 : Diagramme de bandes de structure de cristal photonique a formé par un réseau carré des trous d'air dans BIG, déposé sur un substrat de GGG.

Une carte des bandes interdites montre la position de la bande interdite en fonction du facteur de remplissage f . Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière. Sur la figure IV.18 qui est une carte de bandes de la structure carrée précédente pour les modes impairs, la bande interdite s'étend entre $u=0.312$ et $u=0.357$ pour le rayon des trous ayant la valeur de $r=35\text{nm}$ jusqu'à 120nm , et une autre bande pour les fréquences 0.323 jusqu'à 0.358 avec des valeurs de $r=180\text{nm}$ à $r=210\text{nm}$. Cette carte de bandes interdites différente à la carte de bandes interdite de réseau triangulaire. Ces résultats ont été obtenus par l'utilisation la technique des ondes planes (PWE) pour les structures périodiques [27].

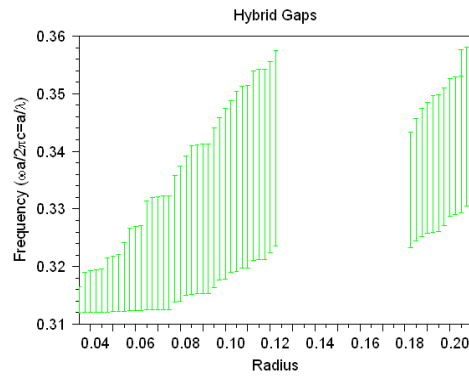


Figure IV.18 : Carte de bandes de structure de cristal photonique a formé par un réseau carré des trous d'air dans BIG, déposé sur un substrat de GGG.

IV-6-1- Guide d'onde à un cristal photonique de réseau carré

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. 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. Dans le guide d'ondes à cristal photonique de réseau triangulaire, nous avons vu le diagramme de bandes et la carte de bandes, qui sont différents à celles de réseau carré, en suite nous allons étudier un guide d'ondes à cristal photonique de réseau carré, et le compare à celui de réseau triangulaire. Le guide d'ondes à cristal photonique se compose d'un réseau carré périodique des trous d'air en BIG (grenat de fer et de bismuth) (fig.IV.19). Le guide d'ondes (W1) est obtenu en enlevant une rangée des trous dans la direction de Γ -X, de la structure de cristal magnéto photonique. Nous allons faire une étude sur la conversion de modes, et nous allons calculer la rotation de Faraday et la biréfringence modale. Dans ce travail nous allons combiner les propriétés d'un guide à cristal photonique avec les propriétés de matériau magnéto optique (BIG).

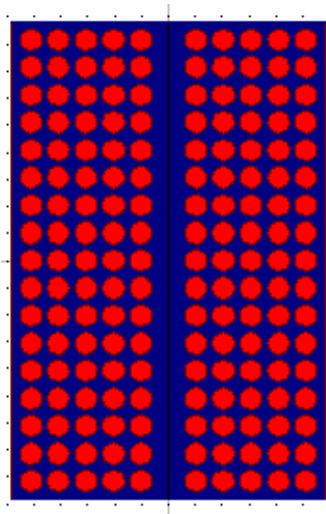


Figure IV.19 : Structure de guide d'ondes à cristal photonique a formé par un réseau des trous d'air dans BIG.

IV-6-2- Résultats de simulation

Lorsque l'aimantation est alignée le long du z-axis, parallèle à la propagation de mode, le couplage de modes TE -TM d'un guide est obtenu. Ce dernier apparaît à partir du terme non diagonal ($\epsilon_2 = \epsilon_{mo}$) de la constante diélectrique du tenseur du matériau magnéto-optique soumise à un champ magnétique. Ici nous allons montrer l'effet de cette aimantation dans un guide à cristal magnéto photonique de réseau carré.

L'analyse effectuée dans ce travail a été concentrée sur le mode impair (polarisation TM), pour lequel la structure de cristal photonique montre une bande interdite photonique entre 1449 nanomètre et 1555 nanomètre.

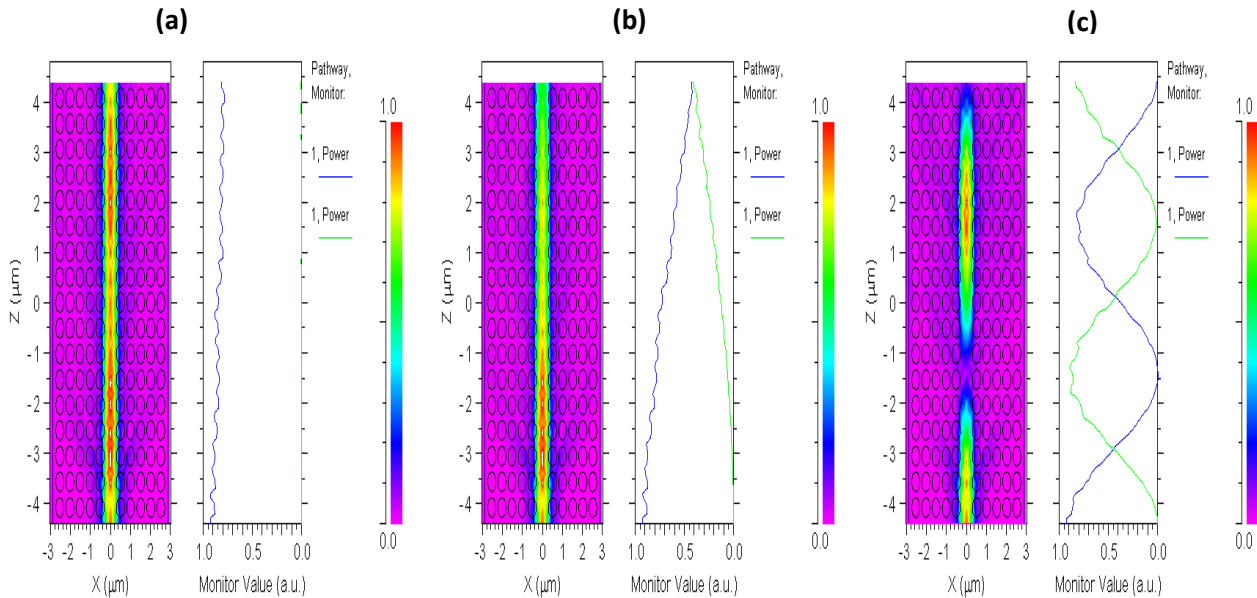


Figure IV.20 : Conversion de modes dans une structure de guide d'ondes à cristal magnéto photonique a formé par un réseau carré des trous d'air dans BIG. (a) pour $g=0$, (b) pour $g=0.084$ et (c) pour $g=0.5$.

La figure IV.20 représente un couplage de modes dans le guide d'ondes à cristal magnéto photonique, pour $g=0$ il n'y a aucun couplage entre les modes comme celui de réseau triangulaire, mais lorsque la gyrotropie augmente, les modes commencent à coupler entre eux à partir de $g=0.084$ et ils couplent fortement si la gyrotropie est plus grande ($g=0.5$). On voit que ces résultats sont presque similaires aux résultats de réseau triangulaire dans la manière de couplage, mais à ce qui concerne les valeurs de gyrotropie pour avoir le couplage, chaque structure a ses propres valeurs et les structures à réseau carré peuvent coupler les modes à des valeurs petites ($g=0.084$) que celles utilisées pour la structure triangulaire ($g=0.137$).

Sur la figure IV.21, nous étudions l'effet de gyrotropie (g) sur le rendement de conversion R_m et la longueur de couplage L_C , nous observons que si g augmente, le rendement R_m augmente et la longueur L_C diminue, ainsi le temps nécessaire pour obtenir le couplage diminue.

Ces résultats montrent qu'il faut choisir des valeurs de gyrotropie plus grandes que celle que nous avons utilisée dans le réseau triangulaire. Mais dans ces résultats nous obtenons un rendement de couplage plus important par rapport à celui de réseau triangulaire.

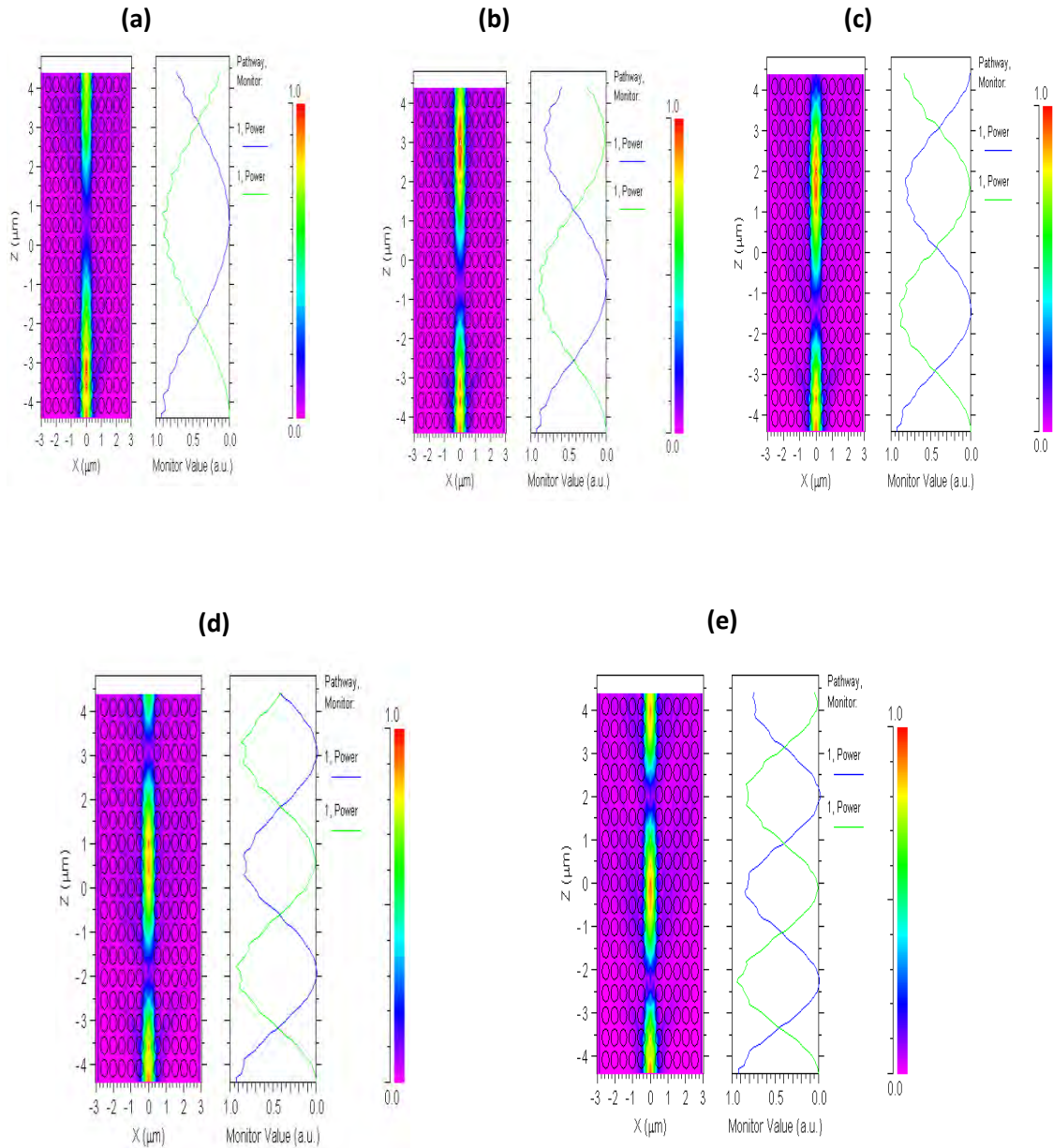


Figure IV.21 : Conversion de modes dans une structure de guide d'ondes à cristal magnéto photonique a formé par un réseau carré des trous d'air dans BIG: (a) pour $g=0.3$, (b) pour $g=0.4$, (c) pour $g=0.5$, (d) pour $g=0.6$ et (e) pour $g=0.7$.

La figure IV.22 montre l'influence de la gyrotropie(g) sur le rendement de conversion et la longueur de couplage, le rendement de conversion augmente avec l'augmentation de la gyrotropie, mais la longueur de couplage diminue si la gyrotropie augmente; tel que le rendement avec $g=0.3$ est 85% et atteint 94% avec $g=0.7$, mais pour la longueur de couplage : c'est $4.97\mu\text{m}$ avec $g=0.3$ et diminue jusqu'à $2.13\mu\text{m}$ pour $g=0.7$, ces résultats obtenus pour l'épaisseur $h=0.5\mu\text{m}$. alors nous avons des résultats très satisfaisantes dont le rendement de conversion et la longueur de couplage sont optimales, mais il nécessite des valeurs de gyrotropie grandes .

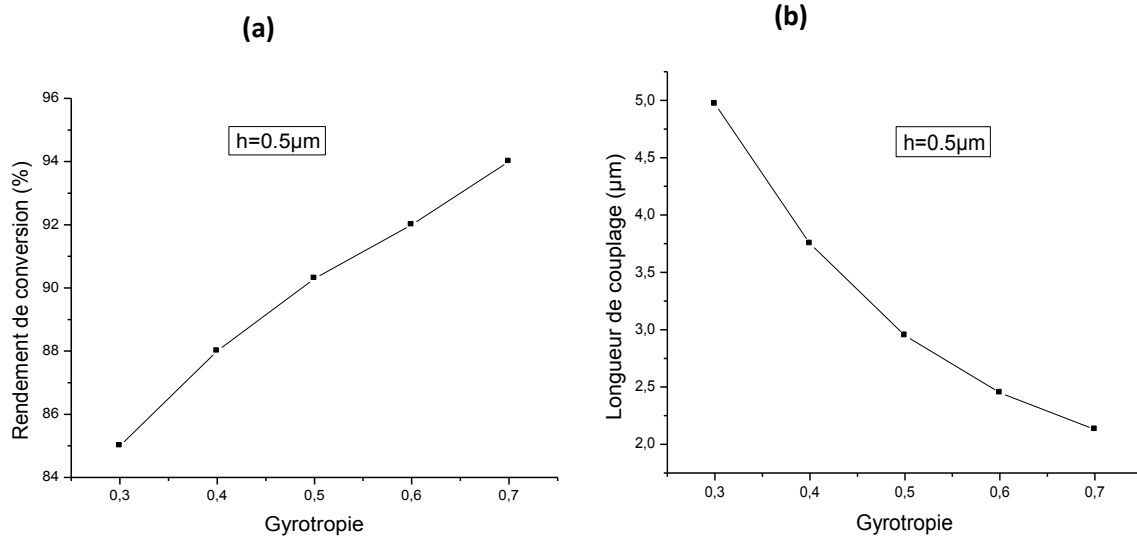
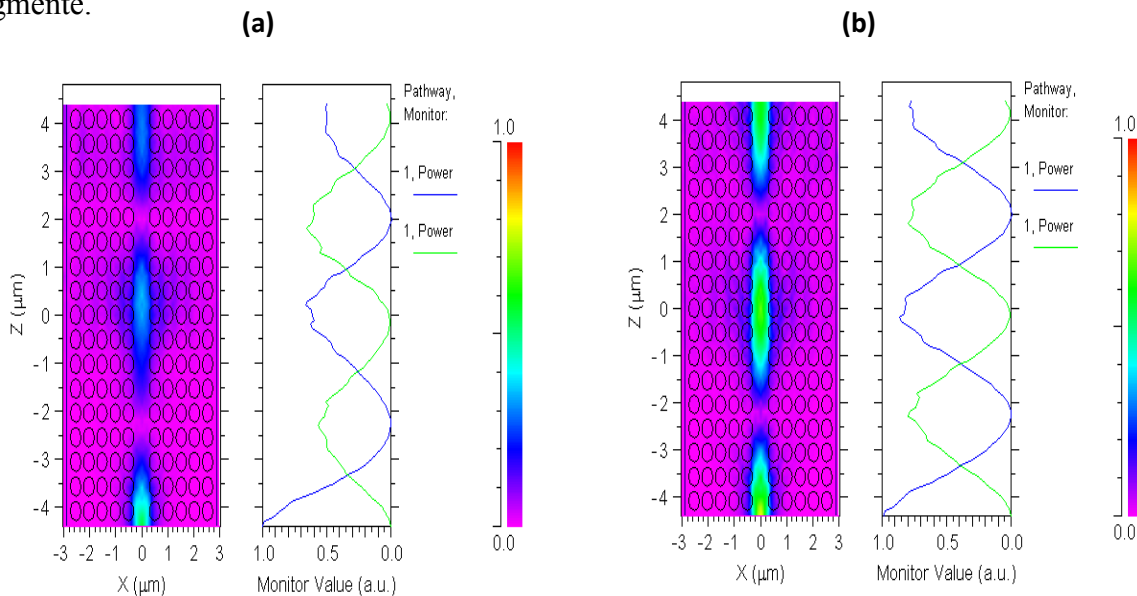


Figure IV.22 : (a) l'influence de gyrotropie sur le rendement de conversion, (b) l'influence de gyrotropie sur la longueur de couplage.

Comme nous avons vu dans le réseau triangulaire, l'épaisseur de la couche joue un rôle très important dans l'optimisation de rendement de conversion, de même sur la figure IV.23 qui représente l'effet de l'épaisseur sur le rendement de couplage, dont avec $g=0.7$, le couplage est fort entre les modes, on voit que si l'épaisseur est petite ($h=0.2\mu\text{m}$) le rendement est également petit mais lorsque elle augmente ($h>0.2\mu\text{m}$) le rendement augmente plus en plus, alors le rendement de conversion augmente proportionnellement avec l'augmentation de l'épaisseur h . ainsi l'épaisseur influence sur l'intensité de champ, telle que elle est faible à $h=0.2\mu\text{m}$, et au fur et à mesure elle devient très intense dès que la valeur de l'épaisseur augmente.



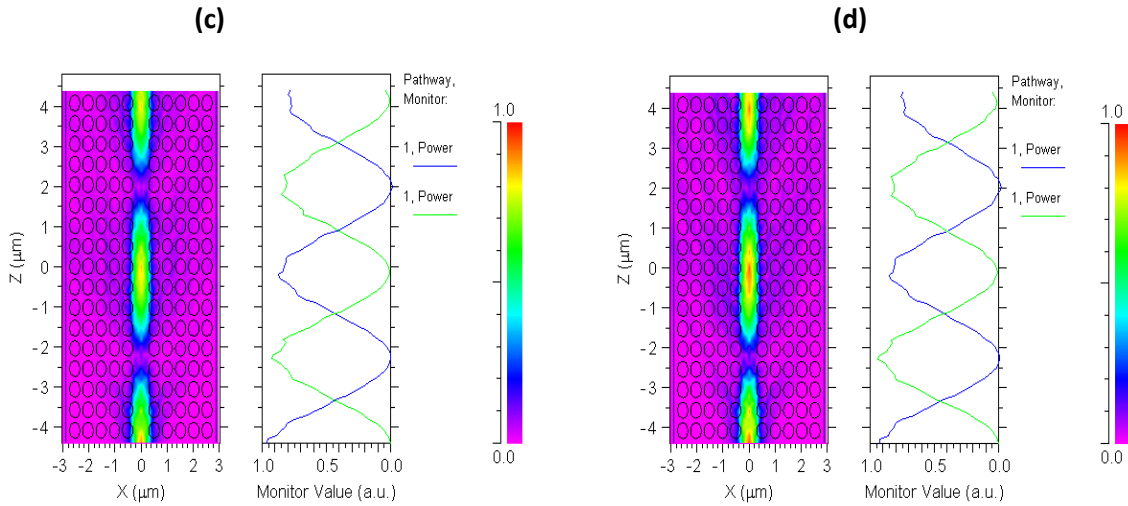


Figure IV.23 : L'effet de l'épaisseur sur le rendement de conversion de modes dans une structure de guide d'ondes à cristal magnéto photonique a formé par un réseau carré des trous d'air dans BIG : (a) pour $h=0.2\mu\text{m}$, (b) pour $h=0.3\mu\text{m}$, (c) pour $h=0.4\mu\text{m}$ et (d) pour $h=0.5\mu\text{m}$.

La figure IV.24 représente la variation du rendement de conversion et de la longueur de couplage selon l'épaisseur h pour la valeur de gyrotropie $g=0.7$, le rendement de conversion augmente lorsque on augmente l'épaisseur tel que pour $h=0.20\mu\text{m}$ le rendement est 57%, et pour $h=0.5\mu\text{m}$ le rendement atteint la valeur de 94%, mais la longueur de couplage demeure fixe avec la valeur $2.13\mu\text{m}$, donc la variation de la longueur de couplage ne dépende pas de la variation de l'épaisseur h .

Alors la structure à réseau carré est propice pour obtenir un rendement de conversion et une longueur de couplage optimale, mais il faut avoir une valeur de gyrotropie très importantes ($g=0.7$).

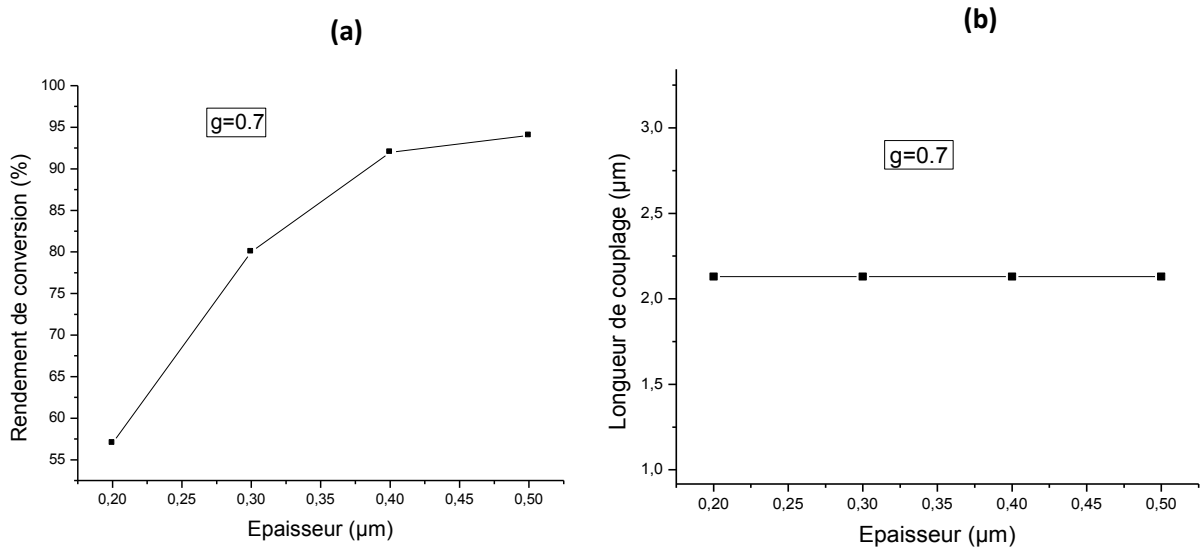


Figure IV.24 : (a) l'influence de l'épaisseur sur le rendement de conversion, (b) l'influence de l'épaisseur sur la longueur de couplage.

IV-6-3-Rotation de Faraday

L'existence des paramètres non diagonaux dans le tenseur de constante diélectrique permet de coupler les modes TE et TM d'une manière périodique, et la variation de ces paramètres influence beaucoup plus sur la rotation de Faraday, en raison de la relation existante entre les deux.

Cette relation est la suivante [15] : $\theta_F = (\pi R e(\epsilon_{mo}) / (n\lambda))$. (IV-10)

Dans le réseau triangulaire précédant, la rotation de Faraday atteint la valeur de $16.65 \cdot 10^4 \text{ deg/cm}$, pour $g=0.36$. Mais dans la structure de guide à cristal magnéto photonique de réseau carré représentée dans la figure IV.25 qui montre l'influence de la gyrotropie g et l'épaisseur h sur la rotation de Faraday. Nous voyons une augmentation en rotation de Faraday avec l'augmentation de la gyrotropie g : pour $g=0.3$ la rotation de Faraday est $14.34 \cdot 10^4 \text{ deg/cm}$ et pour $g=0.7$, la valeur a atteint $33.46 \cdot 10^4 \text{ deg/cm}$ (figure (a)). Sur la figure (b) la rotation de Faraday demeure constante pour toutes les valeurs de l'épaisseur h .

Alors, le réseau carré est favorable pour obtenir une rotation de Faraday très grande, mais il nécessite aussi une augmentation importante de la gyrotropie par rapport au réseau triangulaire.

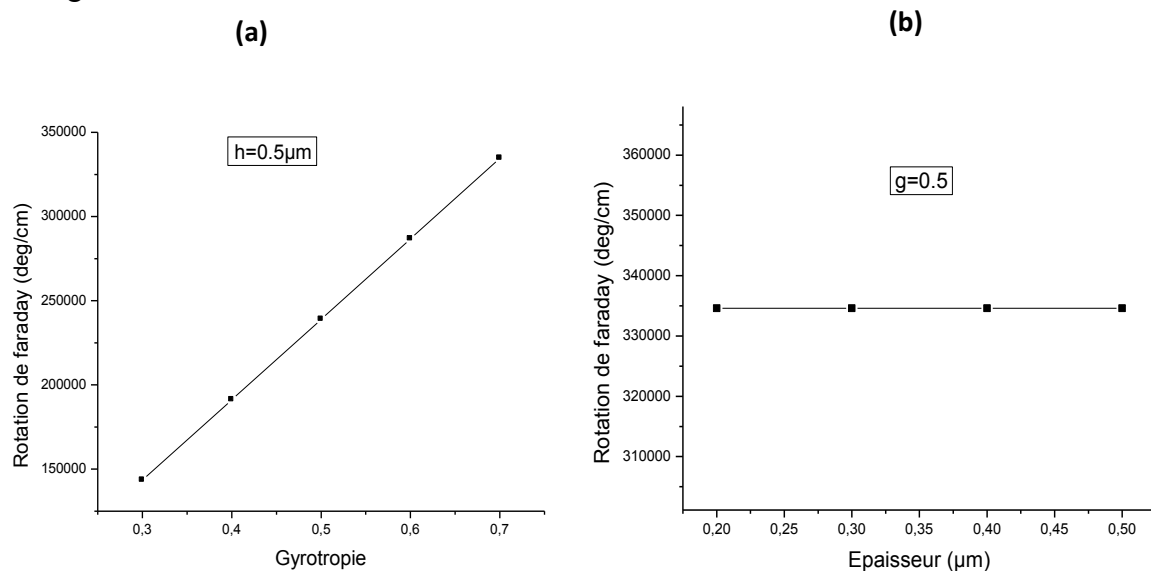


Figure IV.25 : (a) l'influence de la gyrotropie sur la rotation de Faraday, (b) l'influence de l'épaisseur sur la rotation de Faraday.

VI-6-4-Biréfringence modale

La différence entre les constantes de propagation des modes TE et TM : $\Delta\beta$ est un inconvénient important pour la réalisation d'une conversion de modes TE-TM. Elle est directement liée à la biréfringence modale ΔN [44] :

$$\Delta\beta = (2\pi/\lambda) * \Delta N \quad (IV-11)$$

De sorte que, l'optimisation du taux maximum de conversion de modes impose la réduction de biréfringence modale. La biréfringence modale dans le réseau triangulaire augmente avec l'augmentation de la gyrotropie, et elle diminue avec l'augmentation de l'épaisseur. La même chose a été démontrée dans la structure de réseau carré.

La figure IV.26(a) montre l'augmentation de g ce qui est suivi de la croissance de la biréfringence modale ; elle est égale à 0.05 pour $g=0.3$ et pour $g=0.7$ elle est 0.07, la figure IV.26(b) est une représentation de la biréfringence modale selon l'épaisseur h , nous voyons que si h augmente, la biréfringence modale diminue, pour $h=0.2\mu\text{m}$ elle est égale à 0.24, elle diminue à 0.07 pour $h=0.5\mu\text{m}$. donc ces résultats nous montrent que le guide à cristal magnéto photonique de réseau carré représente une structure optimale pour faire un isolateur optique à base de conversion de modes ,en vue de leur grand rendement de conversion, et grande valeur de rotation de faraday et leur petite valeur de biréfringence modale .

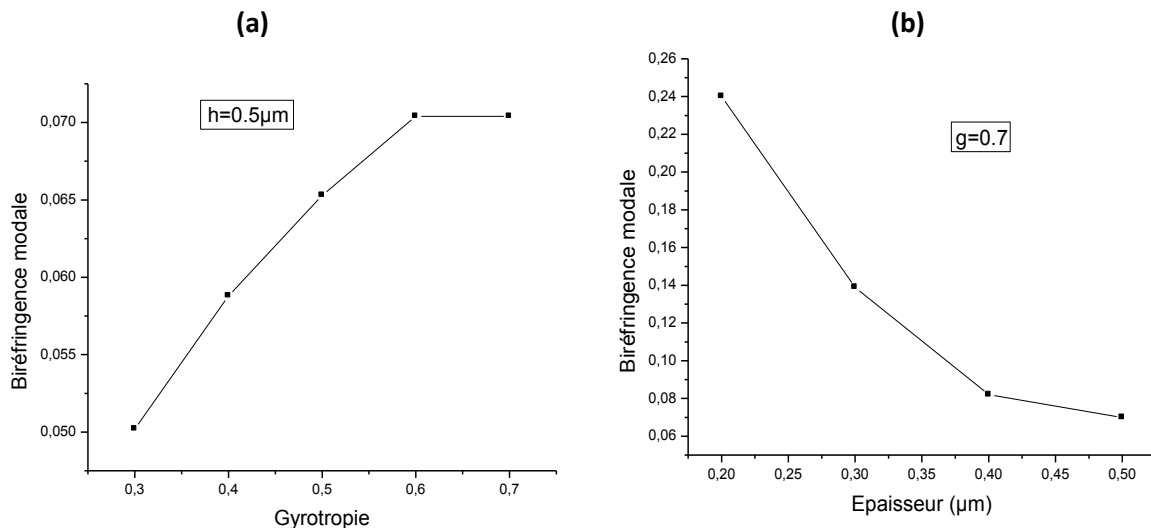


Figure IV.26 : (a) l'influence de la gyrotropie sur la biréfringence modale, (b) l'influence de l'épaisseur sur la biréfringence modale

IV-6-5-Conclusion

Ce travail présente une étude théorique de deux structures de guide d'onde à cristal magnéto photonique, la première est constituée par un réseau triangulaire des trous d'air en film de grenat de fer et de bismuth (BIG), déposé sur un substrat de grenat de gadolinium et de gallium (GGG), et la deuxième structure est constituée par des trous d'air de réseau carré un film de grenat de fer et de bismuth (BIG), déposé sur un substrat de grenat de gadolinium et de gallium (GGG). La première étape était l'étude du diagramme de bandes et de la carte de bandes de ce cristal afin de déterminer la bande interdite photonique.

Une analyse de la conversion de modes dans le cristal magnéto photonique a été présentée, en utilisant la méthode de propagation de faisceau (BPM) pour montrer théoriquement que certains paramètres physiques peuvent influencer sur l'amélioration de conversion de modes et sur la rotation de Faraday.

Nous avons étudié l'influence de la gyrotropie (g) sur la conversion de modes pour augmenter la rotation de Faraday. Nous avons constaté que si la gyrotropie augmente le rendement de conversion R_m augmente et la longueur de couplage L_C diminue. Nous voyons également que le rendement de conversion augmente proportionnellement avec l'augmentation de l'épaisseur h . Nous avons calculé la rotation de Faraday et la biréfringence modale. Nous voyons une augmentation en rotation de Faraday et la biréfringence modale avec l'augmentation de la gyrotropie ; mais si l'épaisseur augmente, la biréfringence modale diminue. Ces résultats pour chaque structure (réseau triangulaire ou carré) nous ont permis de choisir des valeurs bien déterminées pour obtenir des structures optimales.

IV-7-Les fibres optiques

L'isolateur à fibre comme les isolateurs en espace libre sont utilisés pour protéger les sources laser contre des réflexions et signaux qui peuvent causer des instabilités et endommager ces sources. Les isolateurs à fibre sont disponibles dans tous les deux modèles polarisation-dépendants et polarisation-indépendants pour des longueurs d'onde de 780 à 1550nm. La puissance et la longueur d'onde d'opération sont les deux facteurs les plus importants dans la conception de l'isolateur. Les isolateurs de télécommunication utilisent un rotateur de grenat de fer et de bismuth (BIG), qui est très compact et peu coûteux. Les isolateurs qui basés sur les rotateurs en version «bulk», qui ont un constant de Verdet beaucoup inférieur que de rotateurs à BIG, et exigent l'utilisation des aimants cela sont d'ordre de grandeur plus importants et plus chers. Pour des applications de fibre-laser 1064nm, l'emploi de la même technologie de haute puissance d'isolateur qui est employée dans les isolateurs en espace libre et combiner cela avec l'expérience de couplage de fibre pour produire les isolateurs de fibre de la puissance la plus élevée disponibles[46].

IV-7-1-Structure d'une fibre

La fibre optique la plus simple est constituée de deux cylindres concentriques de matériaux diélectriques (silice, plastique) d'indices de réfraction différents. Le cœur d'indice n_1 est placé au centre d'une gaine optique d'indice n_2 ($n_2 < n_1$) (cladding) [47].

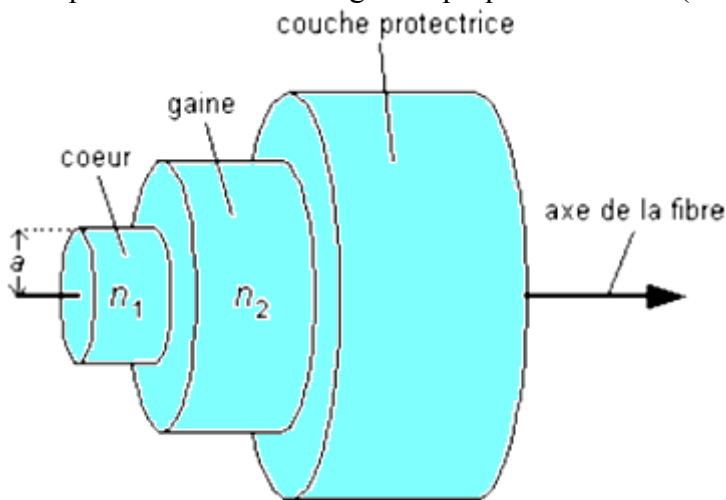


Figure IV.27 : Fibre optique classique.

On appelle profil d'indice la variation de l'indice de réfraction suivant une coupe transversale de la partie optique de la fibre. Les deux types de profil couramment utilisés sont les profils saut d'indice et gradient d'indice (figure IV.28).

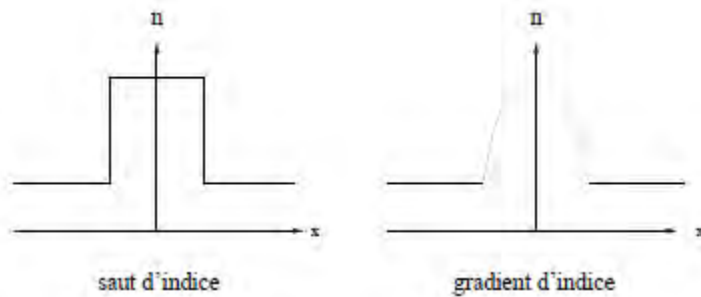


Figure IV.28 : Profil indice

Quelques grandeurs

- La valeur d'indice pour une fibre silice : 1,45
- écart entre les indices : $\Delta n = \frac{n_{\text{cœur}} - n_{\text{gaine}}}{n_{\text{cœur}}}$
- Dimension du cœur : 5 à 50 microns
- Dimension de la gaine : 125 à 500 microns.

Dans cette partie nous allons étudier une fibre magnéto-optique, dont elle est constituée par notre matériau utilisé dans tous nos travaux (BIG), d'indices $n_{\text{cœur}} = 2.51$, $n_{\text{gaine}} \approx 2.50$.

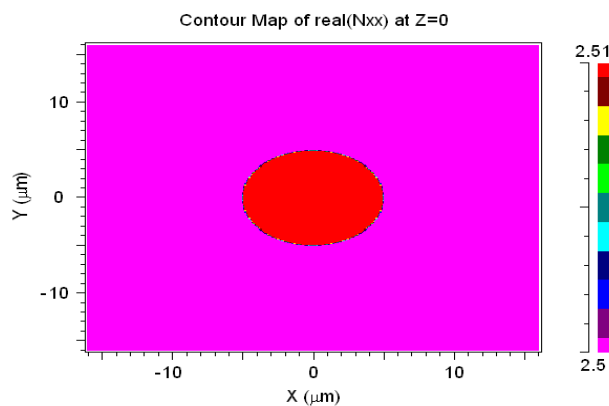


Figure IV.29 : profile d'indice de structure de fibre.

IV-7-2-Variation du diamètre de cœur de la fibre

Pour une structure de fibre de la longueur $L=800\mu\text{m}$, et de gyrotropie $g=0.09$, pour la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

La figure IV.30 représente la conversion de modes dans notre structure de fibre, elle montre que la variation du diamètre du cœur crée un changement dans le rendement de la conversion de modes telle que lorsque le diamètre du cœur augmente, le rendement augmente aussi ; mais la longueur de couplage reste inchangée, donc elle n'a pas été influencée par la variation du diamètre du cœur.

Par ailleurs on constate qu'il existe un affaiblissement dans l'intensité de champ propagé, donc il y a des pertes dans cette structure de fibre, mais ce problème est résolu au fur et à mesure avec l'augmentation de diamètre de cœur.

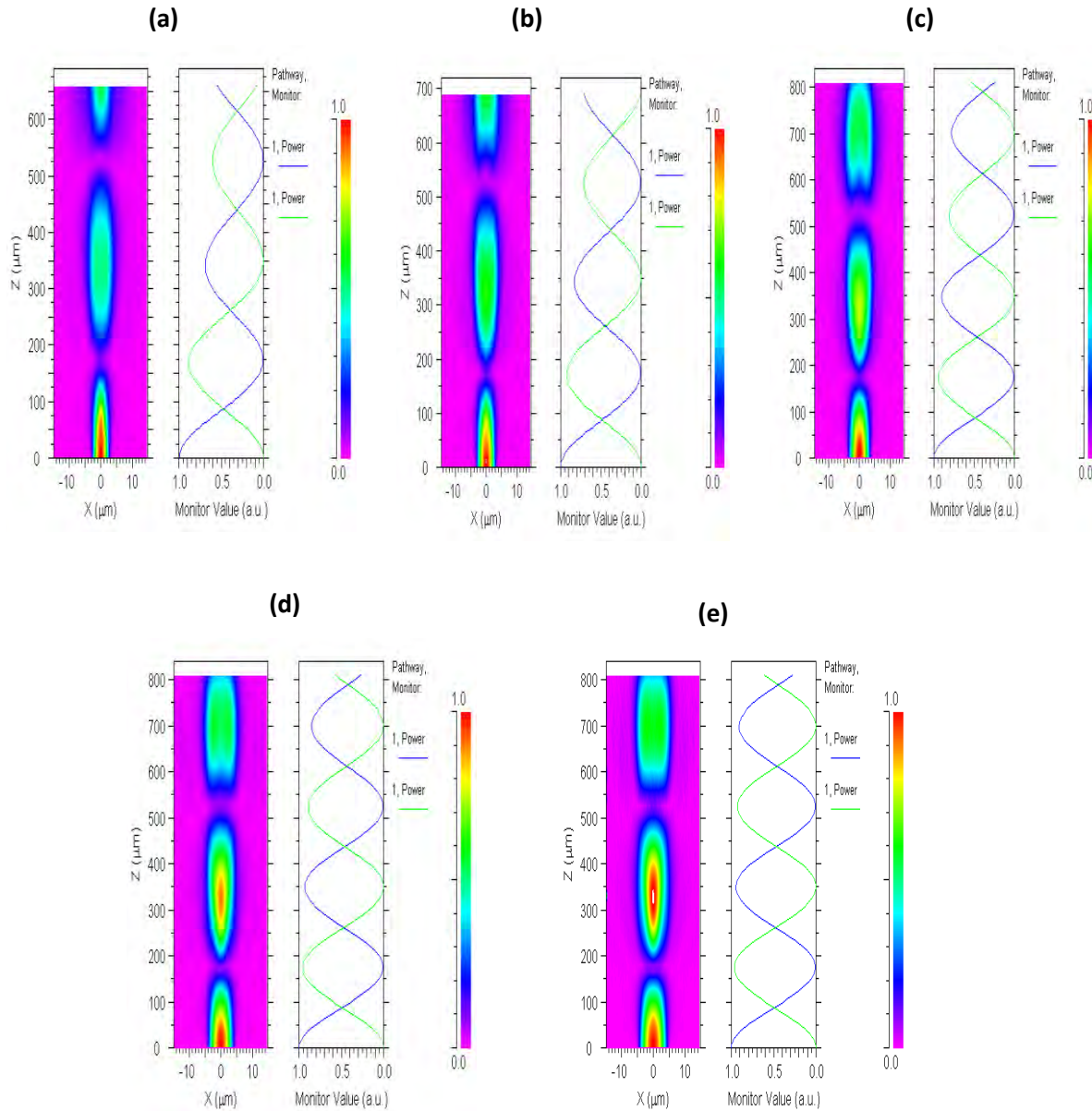


Figure IV.30 : Conversion de modes d'une structure de fibre magnéto photonique constituée par un matériau de BIG (grenat de fer et de bismuth). Pour (a) $d=6\mu\text{m}$, (b) pour $d=7\mu\text{m}$, (c) pour $d=8$, (d) pour $d=9\mu\text{m}$ et (e) pour $d=10\mu\text{m}$.

La figure IV.31 représente les résultats obtenus pour le rendement et la longueur de couplage à ($d=6\mu\text{m}$, $d=7\mu\text{m}$, $d=8\mu\text{m}$, $d=9\mu\text{m}$, $d=10\mu\text{m}$) respectivement; elle montre que le rendement de couplage augmente avec l'augmentation du diamètre de cœur; telle que il est égale à 88.61% pour $d=6\mu\text{m}$, et il augmente au fur et à mesure pour devenir à 96.62% pour $d=10\mu\text{m}$. Mais la longueur de couplage reste inchangée quelle que soit la valeur de diamètre de cœur. Elle est équivalente à $175\mu\text{m}$, la conversion de modes a été effectuée pour $g=0.09$.

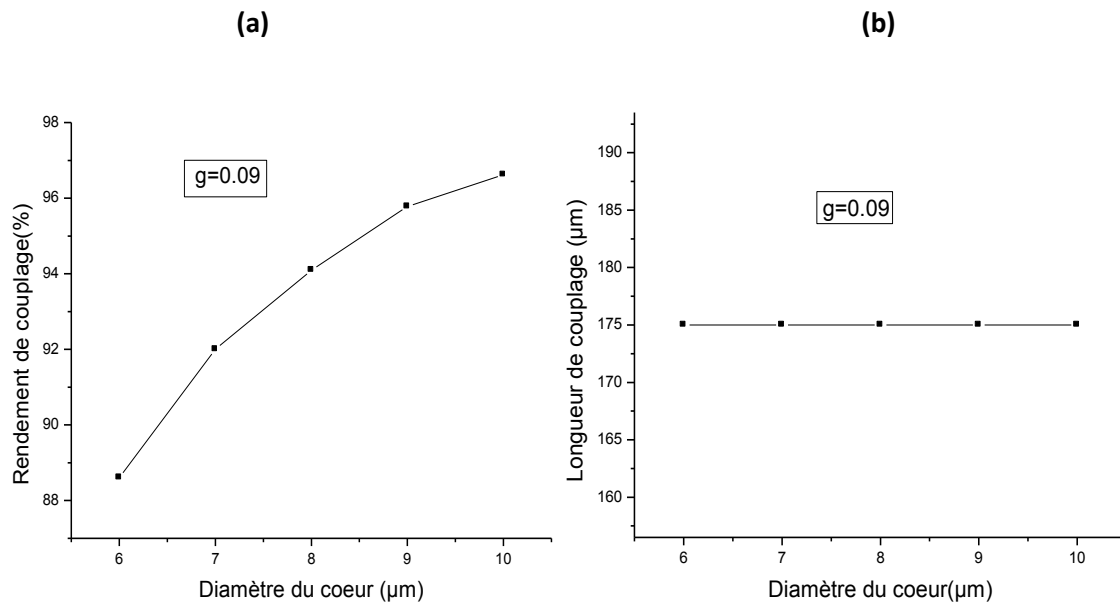
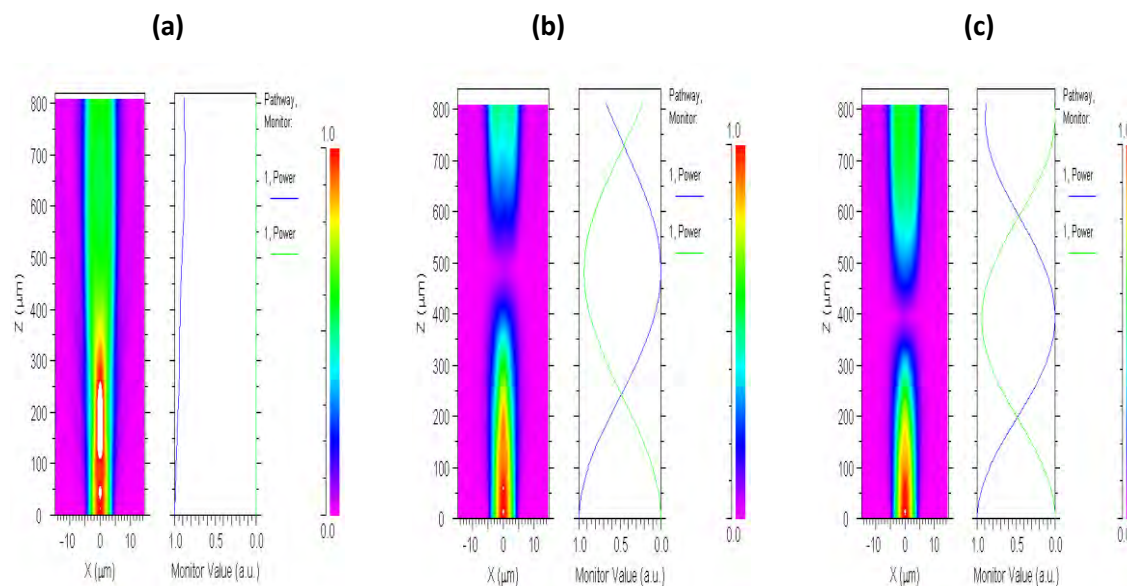


Figure IV.31 : Influence de variation de diamètre de cœur sur le rendement de conversion pour $g=0.09$ (b) Influence de variation de diamètre de cœur sur la longueur de couplage pour $g=0.09$.

IV-7-3-Variation de la gyrotropie

Nous avons vu dans la partie précédente que le diamètre de cœur de fibre influe sur la conversion de modes, dans cette partie nous allons voir l'effet de la gyrotropie, en variant leur valeur et déduire leur influence sur la structure de fibre.

Dans cette figure (fig. IV.32) qui représente le couplage de modes en fonction de la gyrotropie, à $g=0$, les modes sont séparés (absence de couplage), mais lorsque la valeur de gyrotropie est différente de zéro, un couplage est décrit, mais difficilement obtenu pour des petites valeurs de gyrotropie, dès qu'elle augmente le rendement de couplage augmente et la longueur de couplage diminue, ce qui facilite le couplage de modes.



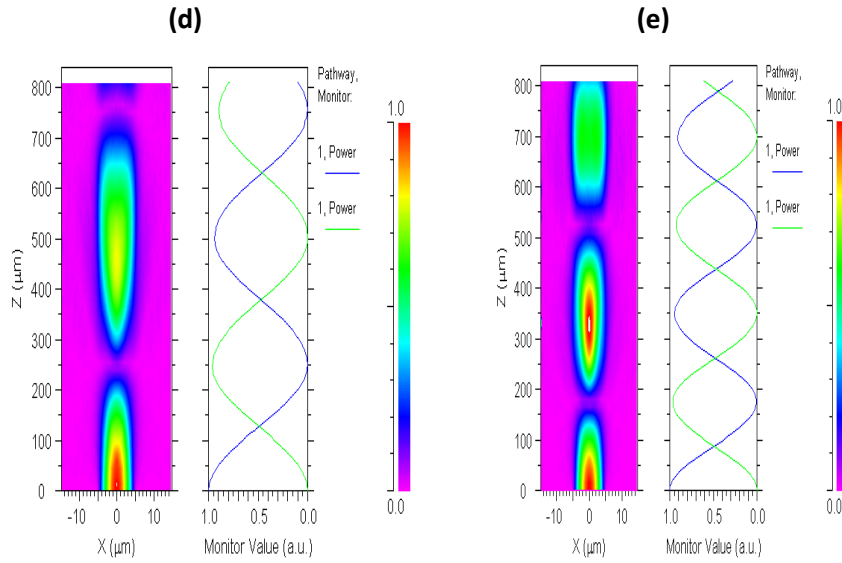


Figure IV.32 : Conversion de modes d'une structure de fibre magnéto photonique constituée par un matériau de BIG (grenat de fer et de bismuth). Pour (a) $g=0$, (b) pour $g=0.0324$, (c) pour $g=0.04$, (d) pour $g=0.0625$ et (e) pour $g=0.09$.

Le rendement de couplage et la longueur de couplage sont décrits dans la figure IV.33, ils sont variés en fonction de la variation de gyrotropie, tel que pour $g=0.0324$ le rendement égale à 93.67%, et égale à 95.78% pour $g=0.0625$, puis il augmente proportionnellement avec l'augmentation de valeur de g , il atteint 96.92% à $g=0.09$. Pour la longueur de couplage, on voit une diminution de cette longueur en fonction de la gyrotropie g , elle est à 475 μm pour $g=0.0324$, et diminue à 395 μm pour $g=0.04$, et devient 175 μm à $g=0.09$.

Ces résultats sont abouti à $d=10\mu\text{m}$ et pour une longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

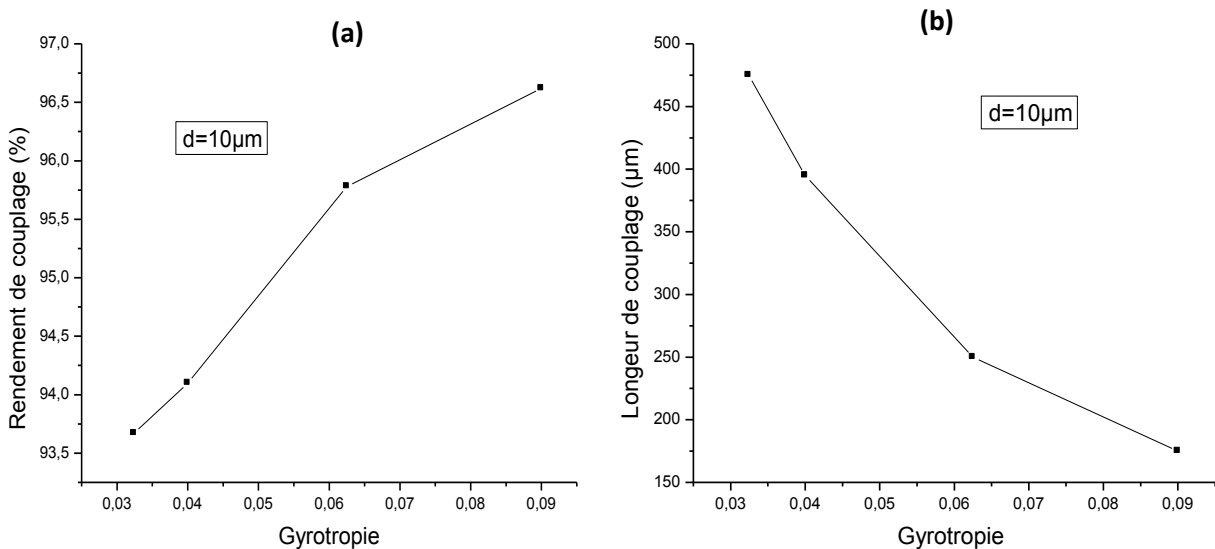


Figure IV.33 : (a) l'influence de la gyrotropie sur le rendement de conversion pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$ et $d=10\mu\text{m}$. (b) l'influence de la gyrotropie sur la longueur de couplage pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$ et $d=10\mu\text{m}$

IV-7-4-Variation de la longueur d'onde

Pour effectuer une propagation dans une fibre, il faut choisir une longueur d'onde de propagation, le changement dans ce facteur induit à une modification importante dans la propagation.

La figure IV.34 montre un couplage de modes en fonction de la longueur d'onde dans une fibre, pour ($\lambda=1.2\mu\text{m}$, $\lambda=1.33\mu\text{m}$, $\lambda=1.4\mu\text{m}$ et $\lambda=1.55\mu\text{m}$), dans cette figure on voit un changement dans le rendement et la longueur de couplage, ils diminuent lorsque la longueur d'onde augmente.

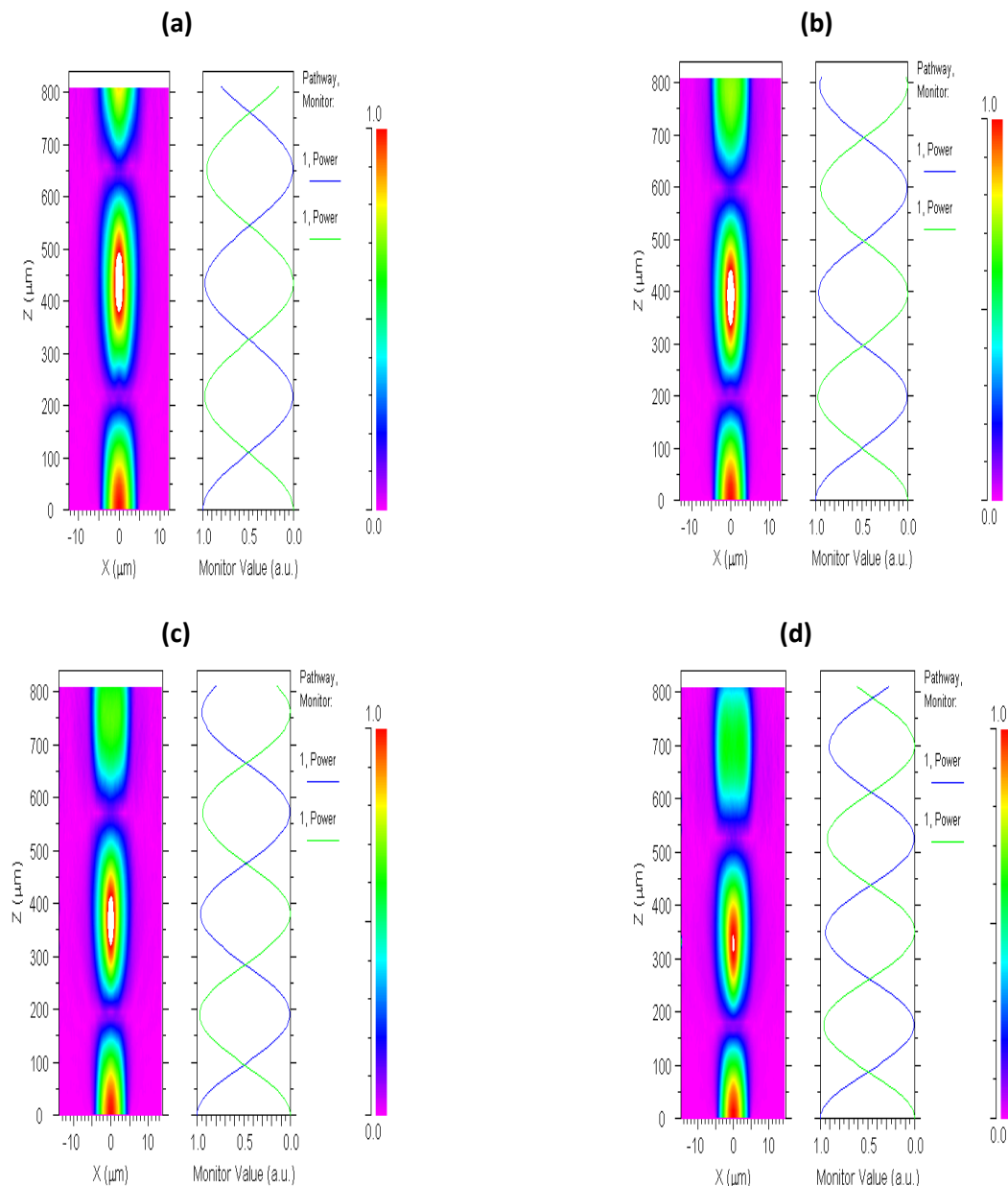


Figure IV.34 : Conversion de modes d'une structure de fibre magnéto photonique constituée par un matériau de BIG (grenat de fer et de bismuth). Pour (a) $\lambda=1.2\mu\text{m}$, (b) pour $\lambda=1.33\mu\text{m}$, (c) pour $\lambda=1.4\mu\text{m}$, (d) et (e) pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

La figure IV.35 représente la variation de conversion de modes en fonction de la longueur d'onde, en fait, le rendement de couplage diminue dès que la valeur de la longueur d'onde augmente, ainsi pour la longueur de couplage, elle diminue lorsque on augmente la valeur de la longueur d'onde. Tel que pour $\lambda=1.2\mu\text{m}$ le rendement égal à 97.89% et la longueur de couplage équivalente à $215\mu\text{m}$, mais pour $\lambda=1.33\mu\text{m}$, le rendement diminue à 97.47% et la longueur de couplage aussi diminue à $200\mu\text{m}$. puis pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$, le rendement de couplage diminue encore à 96.62%, en plus la longueur de couplage diminue à $175\mu\text{m}$. malgré cette faible variation de rendement ou la longueur de couplage, la longueur d'onde reste un facteur essentiel pour déterminer une telle structure de fibre.

On aboutit ces résultats pour $d=10\mu\text{m}$, et $g=0.09$.

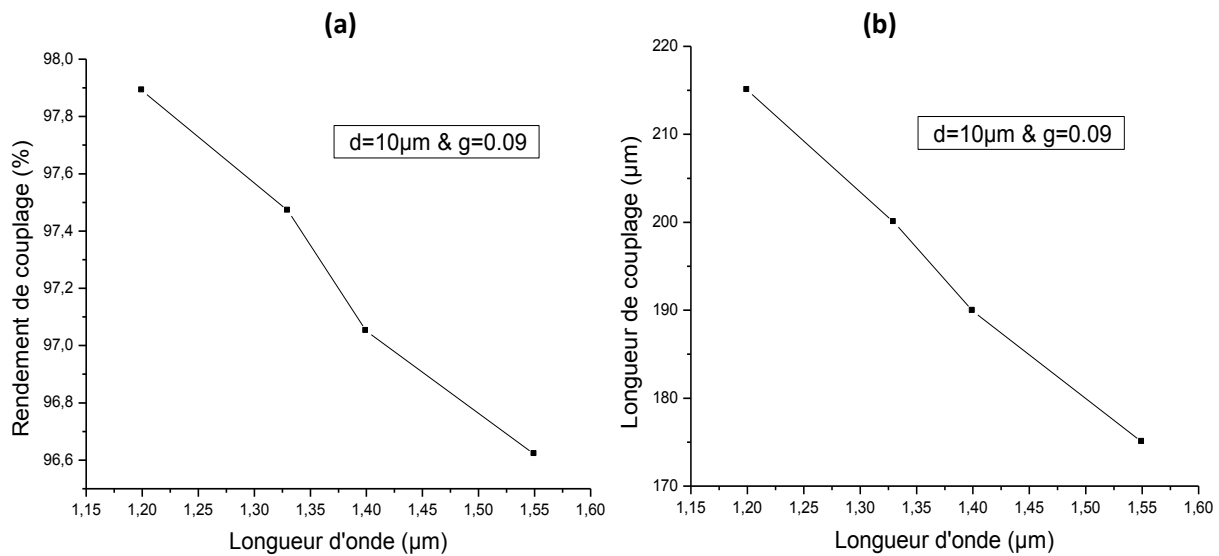


Figure IV.35 : l'influence de la longueur d'onde sur le rendement de couplage pour $g=0.09$ et $d=10\mu\text{m}$. (b) l'influence de la longueur d'onde sur la longueur de couplage pour $g=0.09$ et $d=10\mu\text{m}$.

IV-7-5-Rotation de Faraday

Dans la figure IV.36 on présente la variation de l'effet faraday, différentes paramètres peuvent influencer sur lui, parmi ces paramètres on peut citer : le diamètre de cœur de la fibre, la gyrotropie et la longueur d'onde utilisée. Pour cela nous montrons dans la figure que si la gyrotropie accroît l'effet faraday augmente aussi tel que pour un diamètre du cœur $d=10\mu\text{m}$, et à $g=0.0324$ la rotation de faraday égale à $1.5 \times 10^4 \text{ deg/cm}$, et à $g=0.0625$ la rotation de faraday équivalente à $2.89 \times 10^4 \text{ deg/cm}$ et devient $4.16 \times 10^4 \text{ deg/cm}$ à $g=0.09$, par ailleurs le diamètre du cœur d ne crée aucun effet sur la rotation de faraday tel que à $g=0.09$ et pour un diamètre du cœur varie de $6\mu\text{m}$ à $10\mu\text{m}$, la rotation de faraday reste inchangée et elle est équivalente à $4.16 \times 10^4 \text{ deg/cm}$. Mais l'effet de la longueur d'onde sera remarquable sur la rotation de faraday, dont elle diminue dès que on augmente la valeur de la longueur d'onde, telle que à $\lambda=1.20\mu\text{m}$ la rotation de faraday est égale à $5.378 \times 10^4 \text{ deg/cm}$, et elle diminue à $4.852 \times 10^4 \text{ deg/cm}$ pour $\lambda=1.33\mu\text{m}$, et elle diminue encore pour aboutir la valeur de 4.16×10^4

deg /cm à la longueur d'onde de 1.55µm. ces variations de la rotation de Faraday en fonction de la longueur d'onde sont aboutis pour d=10µm et g=0.09.

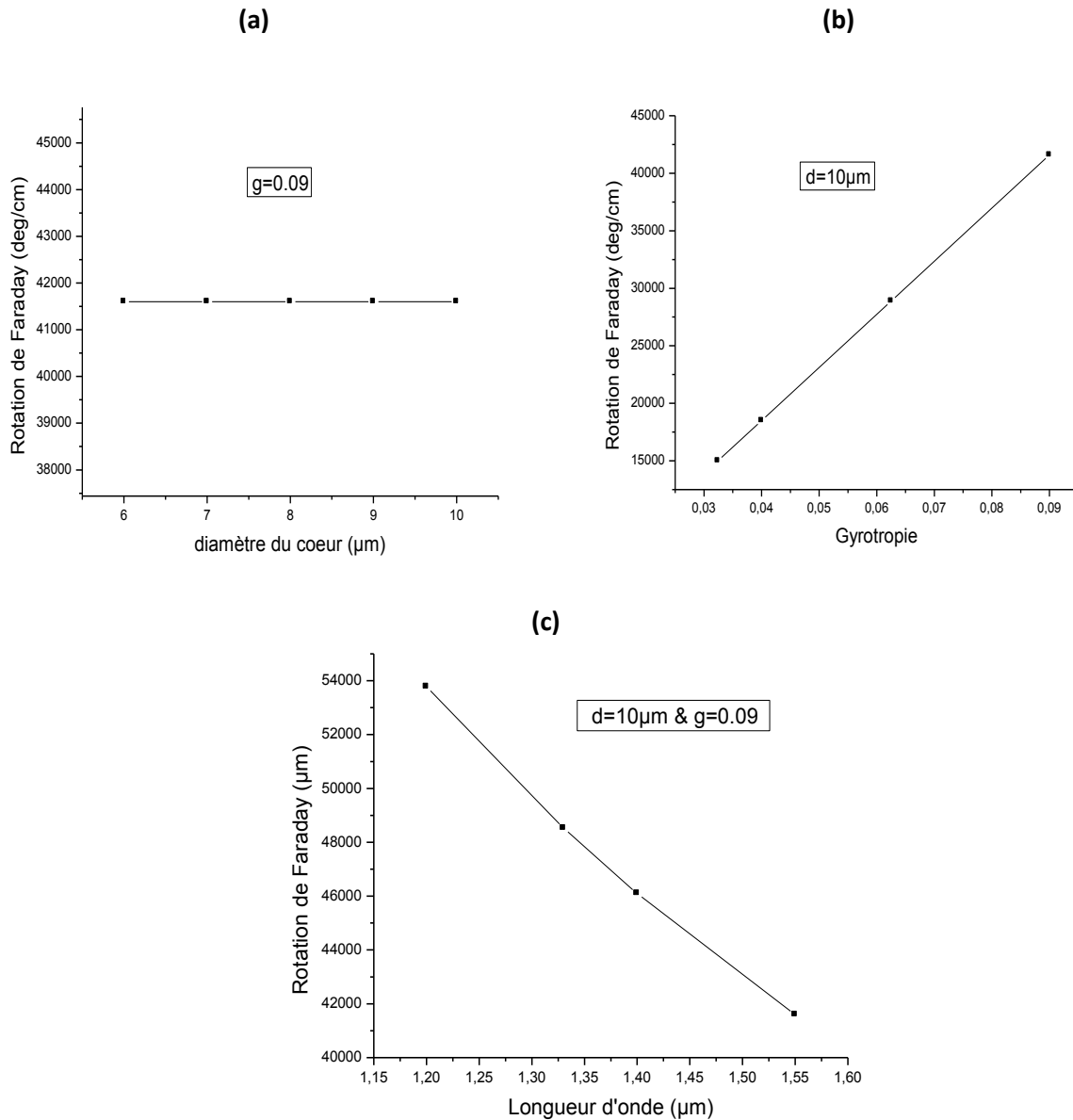


Figure IV.36 : (a) l'influence de diamètre du cœur sur la rotation de Faraday, (b) l'influence de la gyrotropie sur la rotation de Faraday et (c) l'influence de longueur d'onde sur la rotation de Faraday.

IV-7-6-Biréfringence modale

La biréfringence modale est représentée dans la figure IV.37, elle est en fonction de la gyrotropie, de diamètre de cœur de la fibre et de la longueur d'onde, la figure (a) montre que la biréfringence modale varie en fonction de la gyrotropie, elle augmente autant que augmente la gyrotropie, telle que elle est égale à 0.0033 pour $g=0.0324$, elle augmente à 0.0052 pour $g=0.0625$ et atteint la valeur de 0.0067 pour $g=0.09$ ces résultats pour $d=10\mu\text{m}$, la figure (b)représente l'effet de variation de diamètre de cœur « d »sur la biréfringence modale, dans cette figure on voit que la biréfringence décroît si le diamètre augmente ,elle est égale à

0.0128 pour $d=6\mu\text{m}$ et elle diminue encore jusqu'à 0.0067 pour $d=10\mu\text{m}$, ces résultats sont obtenus à $g=0.09$. La longueur d'onde joue un rôle important dans la détermination de la biréfringence modale; lorsque la longueur d'onde utilisée augmente la biréfringence augmente aussi, telle qu'elle est égale à 0.0052 pour $\lambda=1.20\mu\text{m}$ et elle augmente encore à 0.00577 pour $\lambda=1.33\mu\text{m}$ et elle accroît jusqu'à 0.0067 pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$, ces résultats sont parvenus à $d=10\mu\text{m}$ et $g=0.09$.

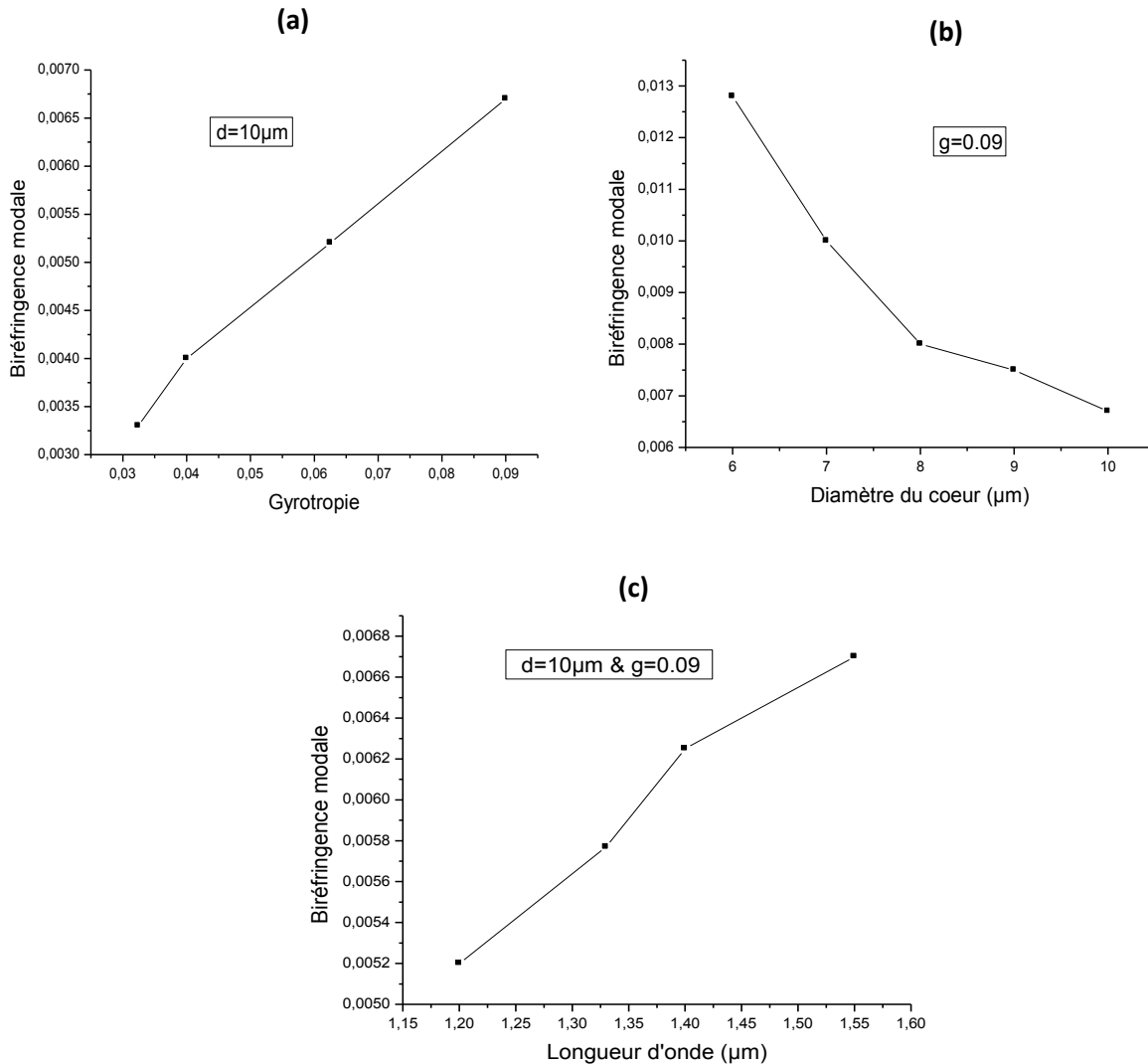


Figure IV.37 : (a) l'influence de la gyrotropie sur la biréfringence modale, (b) l'influence de diamètre du cœur sur la biréfringence modale et (c) l'influence de longueur d'onde sur la biréfringence modale.

Dans cette partie nous avons étudié la conversion de modes dans les fibres optiques conventionnelles, nous avons vu que le rendement et la longueur d'onde sont influés par les paramètres géométriques et physiques telles que le diamètre de cœur, la gyrotropie et la longueur d'onde. Mais cette structure subie à des pertes de l'intensité de la lumière intervenue lors de la propagation le long de la fibre ainsi la structure de la fibre est grande et nous voulons d'obtenir une structure de dimension très miniaturisés. Pour remédier ces problèmes nous proposons dans la partie suivante une autre structure de fibre, elle représente la fibre à cristal magnéto photonique, dont les matériaux constitutifs ont des propriétés magnéto-optiques.

IV-8-Fibre à cristal magnéto photonique

Une étude théorique de l'effet de Faraday à fibre optique basé sur la théorie de mode a été réalisée par Toshihiko Yoshino, Une formule analytique qui représente l'effet de Faraday en fibre uni modale sous l'approximation appropriée est donnée comme une fonction explicite des indices de réfraction et les constants de Verdet du cœur et de la gaine, le champ magnétique et la longueur de fibre [48]. Le concept d'un constant de Verdet effectif dans une fibre de cœur de phosphate dopée de terbium est proposé et validé expérimentalement par Sun et al [49]. En 2011 M. S. Kang, A. Butsch et P.St.J. Russell ont réalisé un isolateur optoacoustique dans la fibre en cristal photonique [50]. Un isolateur compact de Faraday à fibre et un miroir de Faraday sont démontrés par Sun et al [51], le cœur de chacun de ces composants est un rotateur de Faraday de longueur de 4 cm, la fibre est de silice dopé de 65 % par terbium. Le constant de Verdet effectif de la fibre dopée terbium est mesurée pour être $-32 \text{ rad}/(\text{TM})$, qui est 27 x plus grande que celui de la fibre de silice. Une rotation complexe de Faraday dans des guides d'ondes magnéto-optiques de fibres à cristaux photoniques est présentée par Schmidt et al [52]. En 2012 Peng Zu et al ont proposé un capteur de champ magnétique basé sur la combinaison du fluide magnétique et l'effet de la bande interdite photonique de la fibre en cristal photonique. Le fluide magnétique avec un indice de réfraction plus élevé (>1.45) est préparé et versé dans les trous d'air de la fibre en cristal photonique [53].

Généralement le grenat de gallium de gadolinium avait été synthétisé par fusion simple (technique de Czochralski), ou parfois par dissolution anhydre des composants par un dissolvant minéral (fonte/écoulement), cependant, le grenat de gallium et de gadolinium ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, GGG) pur avait été synthétisé d'une solution mélangée des nitrates de Gd et de Ga avec le rapport molaire stœchiométrique du 3:5 (Gd/Ga) par l'intermédiaire de la Co-précipitation utilise le carbonate d'hydrogène d'ammonium (NH_4HCO_3 , AHC) comme précipitant [54].

Au point de fusion (ou, rarement, à point de liquéfaction) d'un solide est la température à laquelle il change l'état de solide-liquide, au point de fusion le solide et la phase liquide existent dans l'équilibre. Ou avant le refroidissement et/ou la convection sur un germe, Le GGG à l'état liquide a préparé et a versé dans les trous d'air de la fibre en cristal photonique de BIG.

Nous proposons d'étudier une fibre à cristal magnéto photonique (MPCF) [55]; elle se compose d'un réseau triangulaire périodique des trous d'air remplis de GGG (grenat de gallium et de gadolinium) gravés dans une fibre de BIG (grenat de fer substitué par bismuth). La lumière sera guidée dans un défaut dans la structure périodique de cristal qui dans ce cas est formée en enlevant le trou central. La méthode informatique employée est basée sur la méthode BPM (Beam Propagation Method) [27].

La section transversale XY du PCF est montrée (fig.IV.38). Elle a les variables suivantes : $n_{\text{BIG}}=2.51$, $n_{\text{GGG}}=1.97$, $\Lambda=2.52\mu\text{m}$. où n , Λ et d , sont l'indice de réfraction, période et diamètre des trous respectivement.

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_{m0} & 0 \\ i\varepsilon_{m0} & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1 \end{bmatrix} \quad (\text{IV-12})$$

Où ε_{m0} est proportionnel à l'aimantation régnant dans le matériel.

Tel que $\varepsilon = (n)^2$, and $\varepsilon_1 = (2.51)^2$, $\varepsilon_{m0} = g$

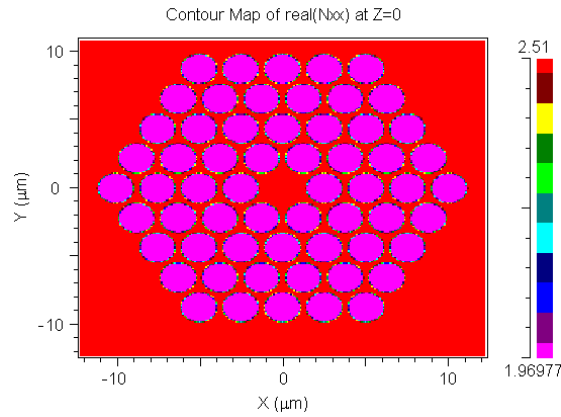
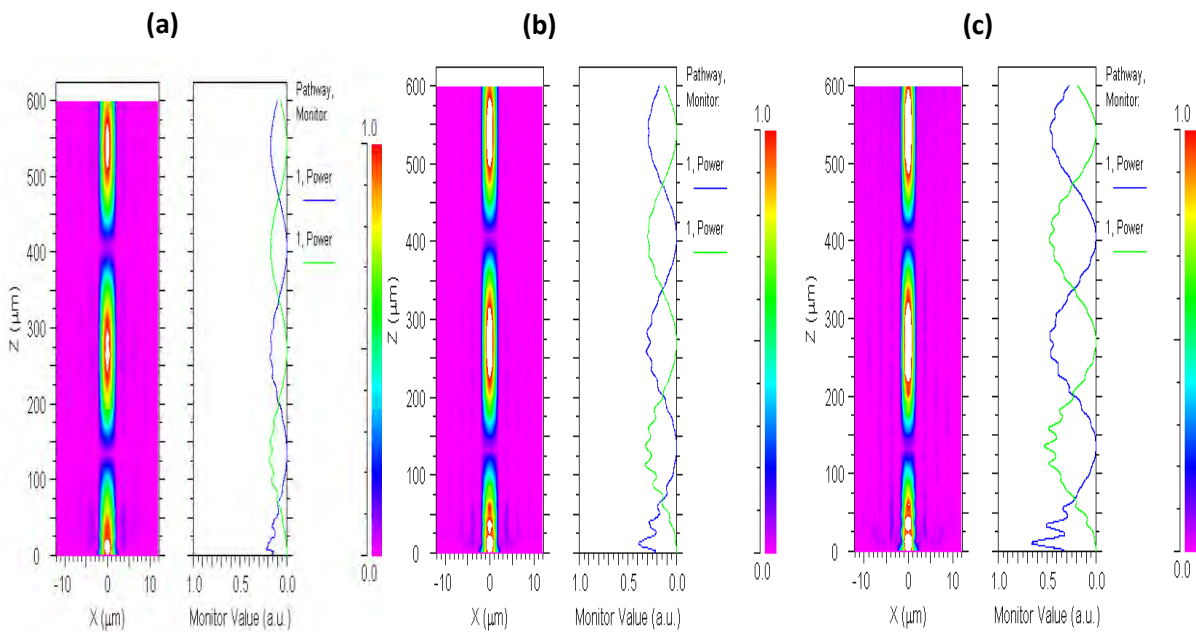


Figure IV.38 : profile d'indice de structure PCF.

IV-8-1-Variation du diamètre des trous

Le diamètre des trous représente un élément essentiel dans la structure de fibre à cristal photonique ; la longueur de fibre est $L=600\mu\text{m}$, la période « a » égale à $2.52\mu\text{m}$, la gyrotropie g égale à 0.0144 , la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

La figure IV.39 représente la variation de conversion de modes en fonction de variation de diamètres des trous, ces diamètres sont respectivement $d_1=1.1\mu\text{m}$, $d_2=1.4\mu\text{m}$, $d_3=1.7\mu\text{m}$, $d_4=1.9\mu\text{m}$, $d_5=2.16\mu\text{m}$. Sur la figure 3 nous percevons que le rendement de couplage est très petit mais au fur et à mesure lorsque le diamètre des trous augmente, le rendement de couplage augmente. Ainsi nous observons des brèves fluctuations probablement un certain genre relatif d'oscillations de Fabry-Pérot.



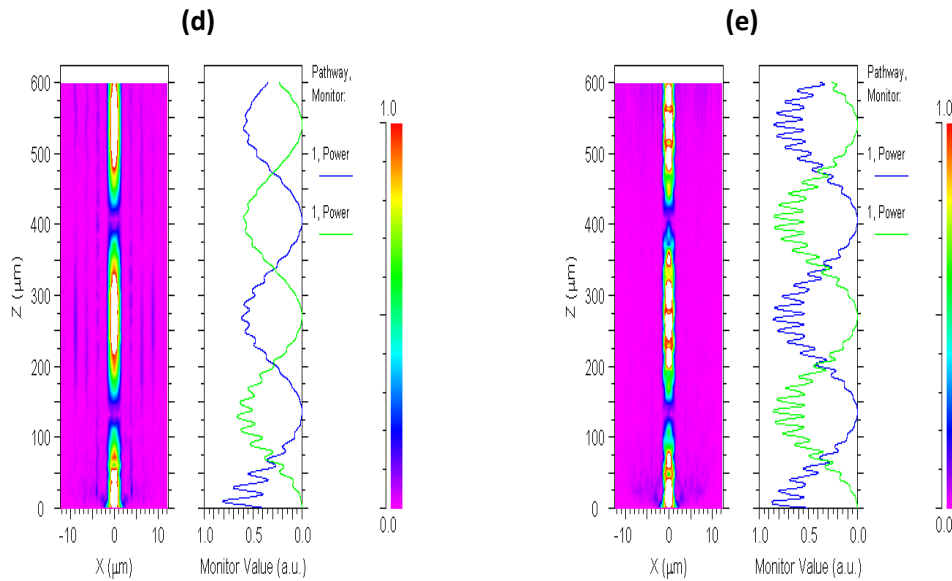


Figure IV.39 : Conversion de modes d'une structure de fibre à cristal magnéto photonique constituée par un réseau triangulaire périodique des trous de GGG (gallium et grenat de gadolinium) gravé dans une fibre BIG (grenat de fer et de bismuth). Pour (a) $d=1.1\mu\text{m}$, (b) pour $d=1.4\mu\text{m}$, (c) pour $d=1.7$, (d) pour $d=1.9\mu\text{m}$ et (e) pour $d=2.16\mu\text{m}$.

Le rendement de conversion et la longueur de couplage sont représentés dans la figure IV.40, ils varient en fonction de variation de diamètre des trous d , le rendement de couplage pour $d=1.1\mu\text{m}$ égal à 19%, mais lorsque ce diamètre augmente le rendement augmente aussi ; tel que pour $d=2.16\mu\text{m}$ le rendement de couplage égal à 86.5%, mais la longueur de couplage reste toujours fixe tant que le diamètre change sa valeur, alors la longueur de couplage n'influe pas par la variation de diamètre des trous et elle est égale à $133.5\mu\text{m}$, ces résultats obtenus pour une valeur de gyrotropie égale à 0.0144, donc ici pour obtenir une structure optimale il faut choisir un diamètre des trous relativement grand ($d=2.16\mu\text{m}$).

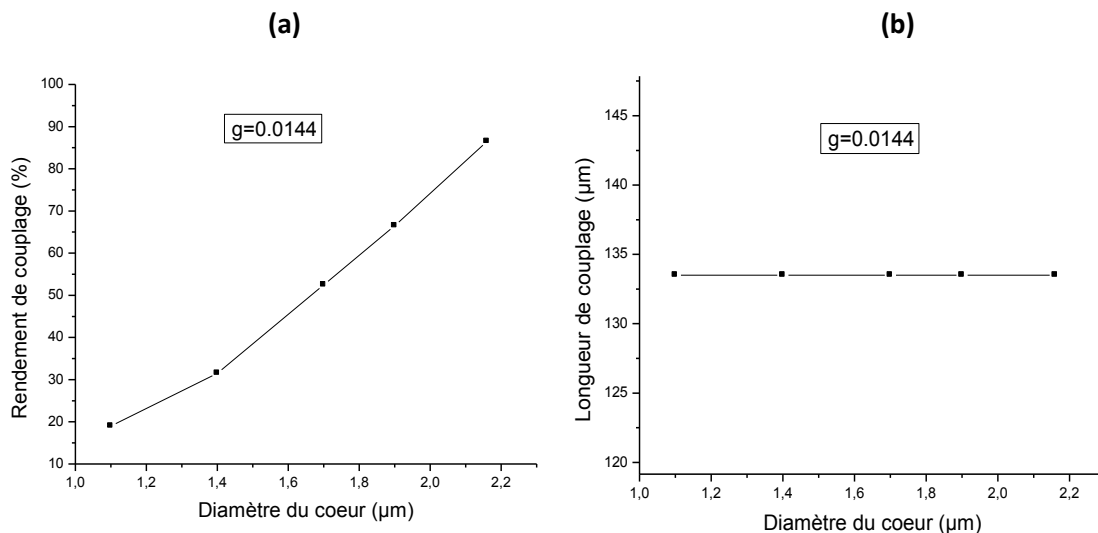
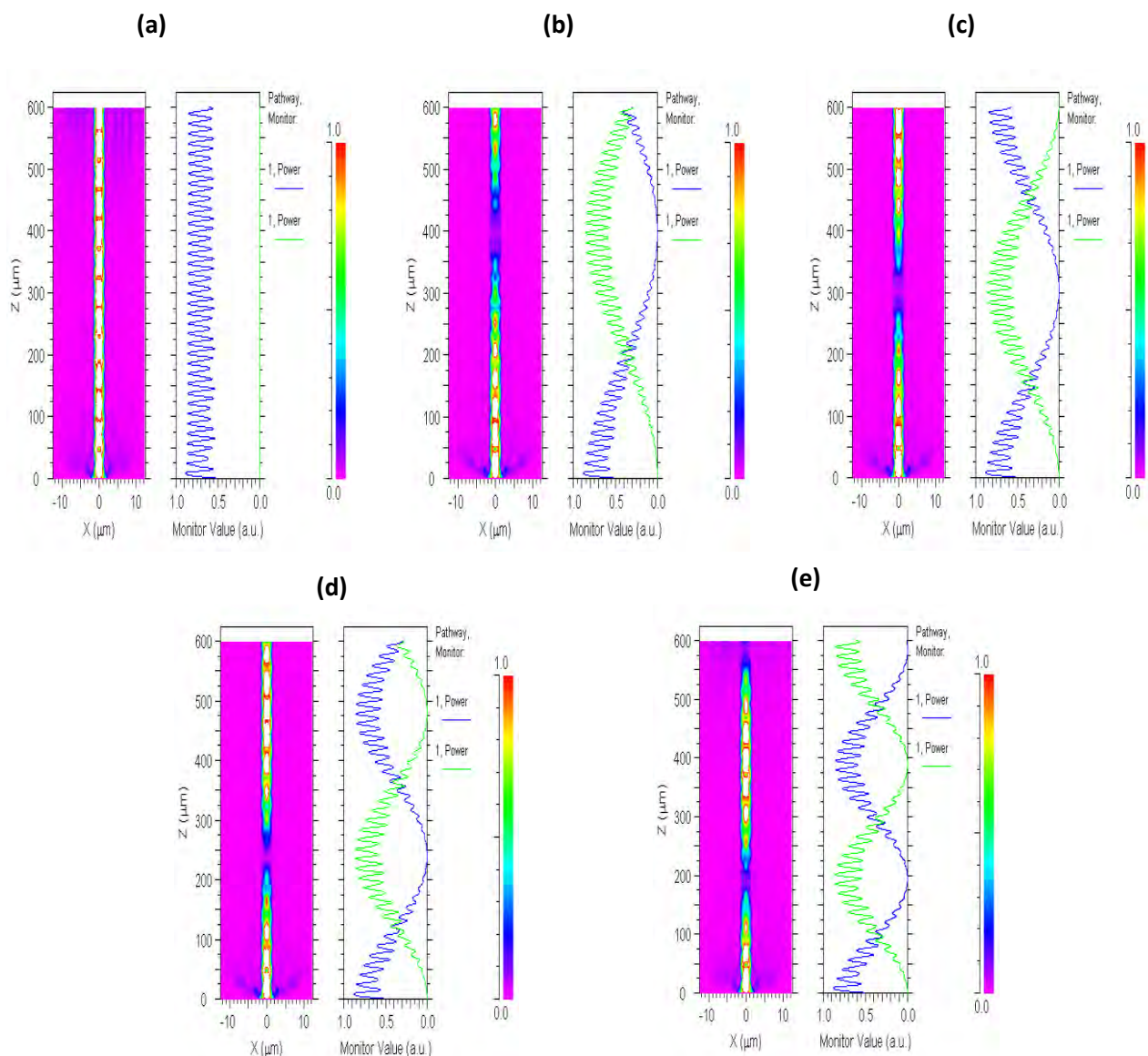


Figure IV.40 : (a) Influence de variation de diamètre des trous sur le rendement de conversion pour $g=0.0144$ (b) Influence de variation de diamètre des trous sur la longueur de couplage pour $g=0.0144$.

IV-8-2-Variation de la gyrotropie

Nous avons vu dans la partie précédente que le diamètre des trous joue un rôle important, pour lequel le rendement de conversion soit optimal, dans cette partie nous étudions un autre facteur qui peut être influencé sur la conversion de modes dans notre structure. En effet, on effectue une variation sur la gyrotropie qui représente les termes non diagonaux dans le tenseur de la constante diélectrique. La structure utilisée a une longueur de $600\mu\text{m}$, une période de $2.52\mu\text{m}$, un diamètre des trous égale à $2.16\mu\text{m}$ et la longueur d'onde utilisée égale à $1.55\mu\text{m}$. La figure IV.41 représente la variation de conversion de couplage en fonction de variation de la gyrotropie avec $\lambda=1.55\mu\text{m}$, et pour les valeurs de gyrotropie ($g=0$, $g=0.0049$, $g=0.0064$, $g=0.0081$, $g=0.01$, $g=0.0121$ et $g=0.0144$ respectivement) la figure IV.41 ((a), (b), (c), (d), (e), (f), (g)) montre que la conversion de modes varie avec la variation des valeurs de la gyrotropie, néanmoins si la gyrotropie augmente, la conversion augmente également, alors qu'en l'absence du gyrotropie ($g=0$) nous n'auront pas un couplage de modes, dans cette figure on voit que la longueur de couplage diminue dès que la valeur de gyrotropie augmente, alors lorsque on augmente la valeur de gyrotropie, il devient très facile d'obtenir des modes couplés, mais le rendement de couplage n'est pas influencé par cette variation.



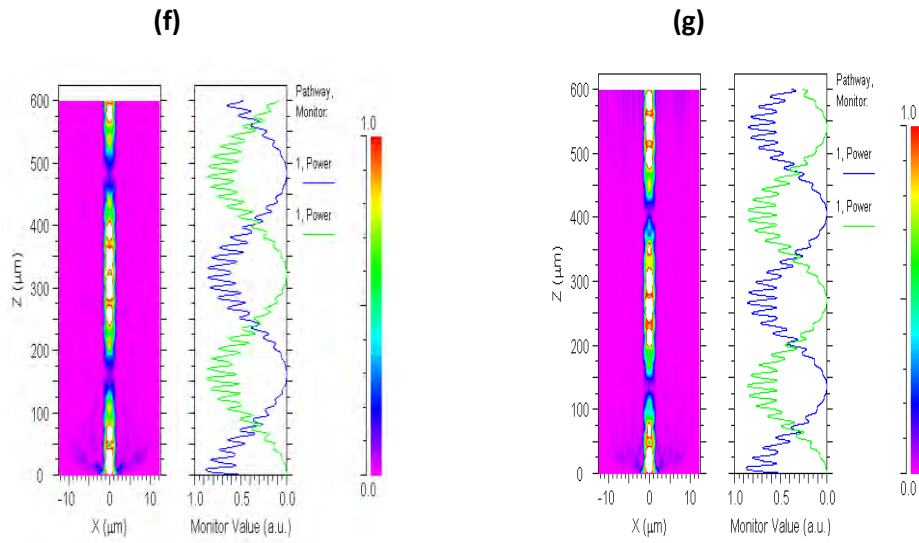


Figure IV.41 : Conversion de modes d'une structure de fibre à cristal magnéto photonique constituée par un réseau triangulaire périodique des trous de GGG (gallium et grenat de gadolinium) gravés dans une fibre BIG (grenat de fer et de bismuth). Pour (a) $g=0$, (b) pour $g=0.0049$, (c) pour $g=0.0064$, (d) pour $g=0.0081$, (e) pour $g=0.01$, (f) pour $g=0.021$ et (g) pour $g=0.0144$.

On trouve dans la figure (IV.42-b) que la longueur de couplage diminue avec l'augmentation des valeurs de la gyrotropie telle que à $g=0.0049$ la longueur de couplage $L_C = 386\mu\text{m}$ et elle diminue lorsque la gyrotropie augmente (avec $g=0.0081$, $L_C=233\mu\text{m}$) et diminue encore plus avec l'augmentation de la gyrotropie tandis que la vitesse de la conversion augmente (le couplage est plus rapidement obtenue si on augmente g). En outre le rendement de conversion demeure invariable avec la variation du gyrotropy (fig.IV.42-a), donc dans la structure avec la fibre, la gyrotropie n'influence pas sur le rendement de couplage qui est égal à 86.5% approximativement.

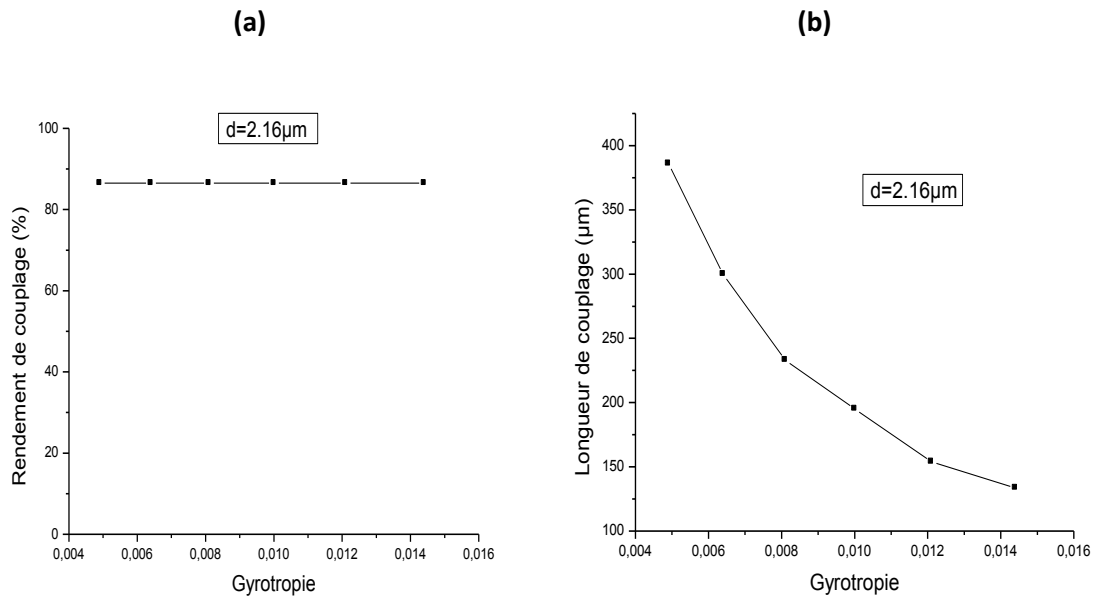


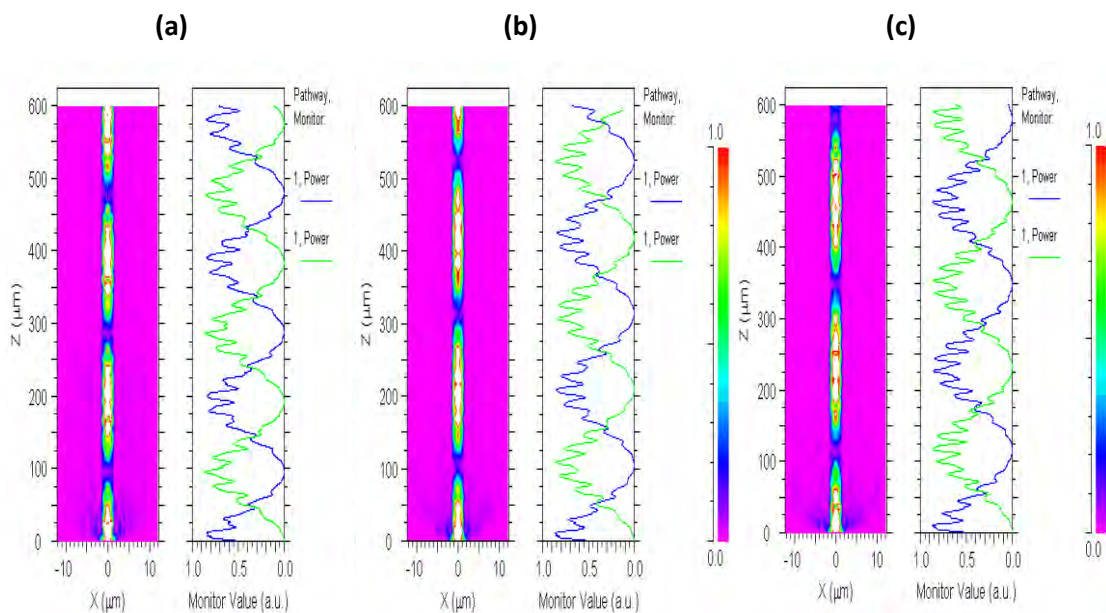
Figure IV.42: (a) l'influence de la gyrotropie sur le rendement de conversion pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$ et $d=2.16\mu\text{m}$. (b) l'influence de la gyrotropie sur la longueur de couplage pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$ et $d=2.16\mu\text{m}$.

IV-8-3-Variation de la longueur d'onde

Lorsqu'on effectue des modifications dans la fibre à cristal photonique, nous ouvrons des nouvelles perspectives dans l'étude de cette structure. En effet, Nous avons modifié le diamètre des trous et nous avons montré leur effet sur le rendement et la longueur de couplage, ensuite nous avons fait des variations sur la gyrotropie et nous avons vu leur rôle dans la conversion de modes. Un autre facteur peut influencer sur la conversion de modes, dans cette partie nous allons faire une variation de conversion de modes en fonction de la longueur d'onde. Nous allons utiliser la structure de fibre à cristal magnéto photonique aux paramètres suivants : la longueur égale à $600\mu\text{m}$, la période « a » égale à $2.52\mu\text{m}$, le diamètre des trous égal à $2.16\mu\text{m}$ et la gyrotropie dans cette structure équivalente à 0.0144 .

La figure IV.43 représente la conversion de modes en fonction de la longueur d'onde, les valeurs de la longueur d'onde qui nous avons utilisés sont respectivement ($1.1\mu\text{m}$, $1.2\mu\text{m}$, $1.33\mu\text{m}$, $1.4\mu\text{m}$, $1.55\mu\text{m}$), on montre que pour $\lambda=1.1\mu\text{m}$ les modes sont rapidement couplés mais dès que la longueur d'onde augmente les modes devient lentement couplés, donc la longueur de couplage augmente avec l'augmentation de la longueur d'onde utilisée, par contre aucun effet est présenté sur le rendement de couplage, alors on peut dire que le rendement de couplage est indépendant à la valeur de la longueur d'ondes utilisée.

Sur la figure IV.44 on montre les effets de variation de la longueur d'onde sur la conversion de modes, la figure (a) représente la variation du rendement de couplage en fonction de la longueur d'onde, le rendement reste invariant même la longueur d'onde varie, il est équivalent à 86.5% pour toutes les valeurs de la longueur d'onde, la figure (b) est une représentation de la variation de longueur de couplage en fonction de la longueur d'onde, elle est égale à $95\mu\text{m}$ pour $\lambda=1.1\mu\text{m}$, et elle augmente avec l'augmentation de la longueur d'onde telle que elle est équivalente à $115\mu\text{m}$ pour $\lambda=1.33\mu\text{m}$ et $133.5\mu\text{m}$ pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$. ces résultats sont obtenus pour $g=0.0144$ et $d=2.16\mu\text{m}$.



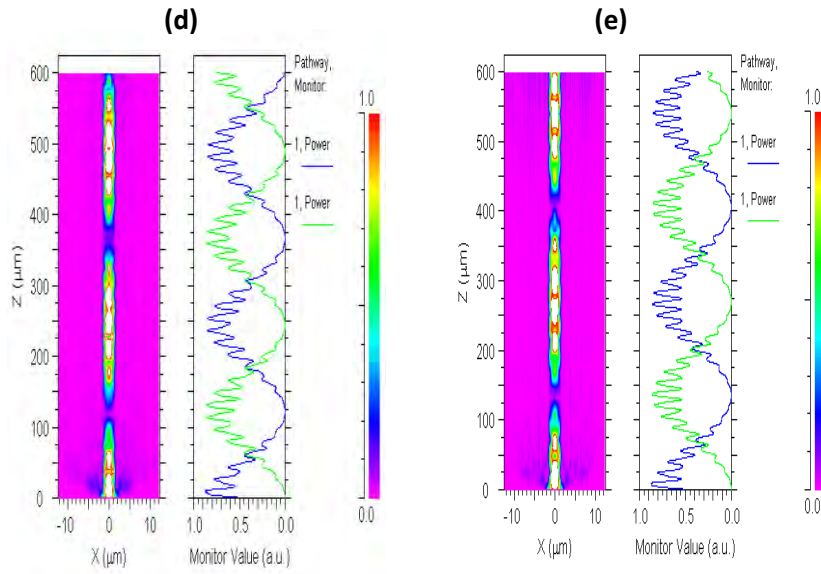


Figure IV.43: Conversion de modes d'une structure de fibre à cristal magnéto photonique constituée par un réseau triangulaire périodique des trous de GGG (gallium et grenat de gadolinium) gravés dans une fibre BIG (grenat de fer et de bismuth). Pour (a) $\lambda=1.1\mu\text{m}$, (b) pour $\lambda=1.2\mu\text{m}$, (c) pour $\lambda=1.33\mu\text{m}$, (d) pour $\lambda=1.4\mu\text{m}$ et (e) pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$.

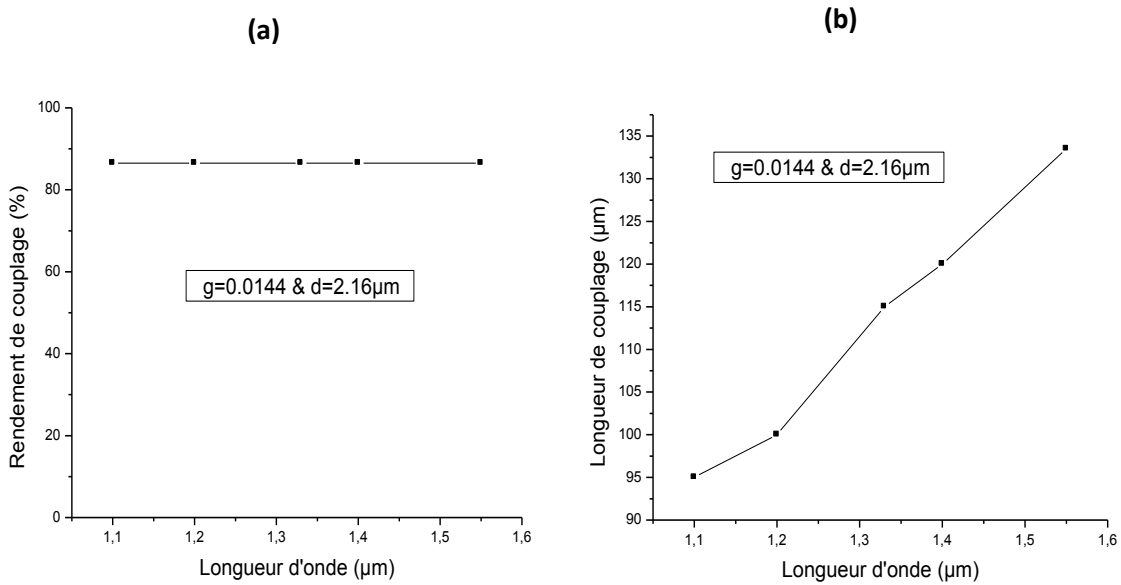


Figure IV.44: (a) l'influence de la longueur d'onde sur le rendement de couplage pour $g=0.0144$ et $d=2.16\mu\text{m}$. (b) l'influence de la longueur d'onde sur la longueur de couplage pour $g=0.0144$ et $d=2.16\mu\text{m}$.

IV-8-4-Rotation de faraday

Sur les figures IV.45 ((a),(b) et (c)), on représente la variation de la rotation de faraday en fonction de variation de diamètre des trous , de la gyrotropie(g) et de la longueur d'onde (λ) respectivement, elle diminue avec l'augmentation des valeurs de la longueur d'onde telle que à $\lambda = 0.82\mu\text{m}$, elle est égale à $1.259 \cdot 10^4$ deg/cm, et avec le $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ elle diminue à $0.666 \cdot 10^4$ deg/cm (la figure IV.45(c)) pour $g=0.0144$. Sur le figure IV.45 (b) avec $\lambda = 1.55\mu\text{m}$; La rotation de Faraday augmente avec l'augmentation de gyrotropie (g), elle est égale à $0.296 \cdot 10^4$ deg/cm pour la valeur de $g = 0.0064$, et elle augmente jusqu'à $0.666 \cdot 10^4$ deg/cm pour $g=0.0144$. La figure IV.45(a)montre que le diamètre de cœur n'influe pas sur la rotation de faraday, tel que elle est égale à $0.666 \cdot 10^4$ pour toutes les valeurs de diamètres de cœur utilisés.

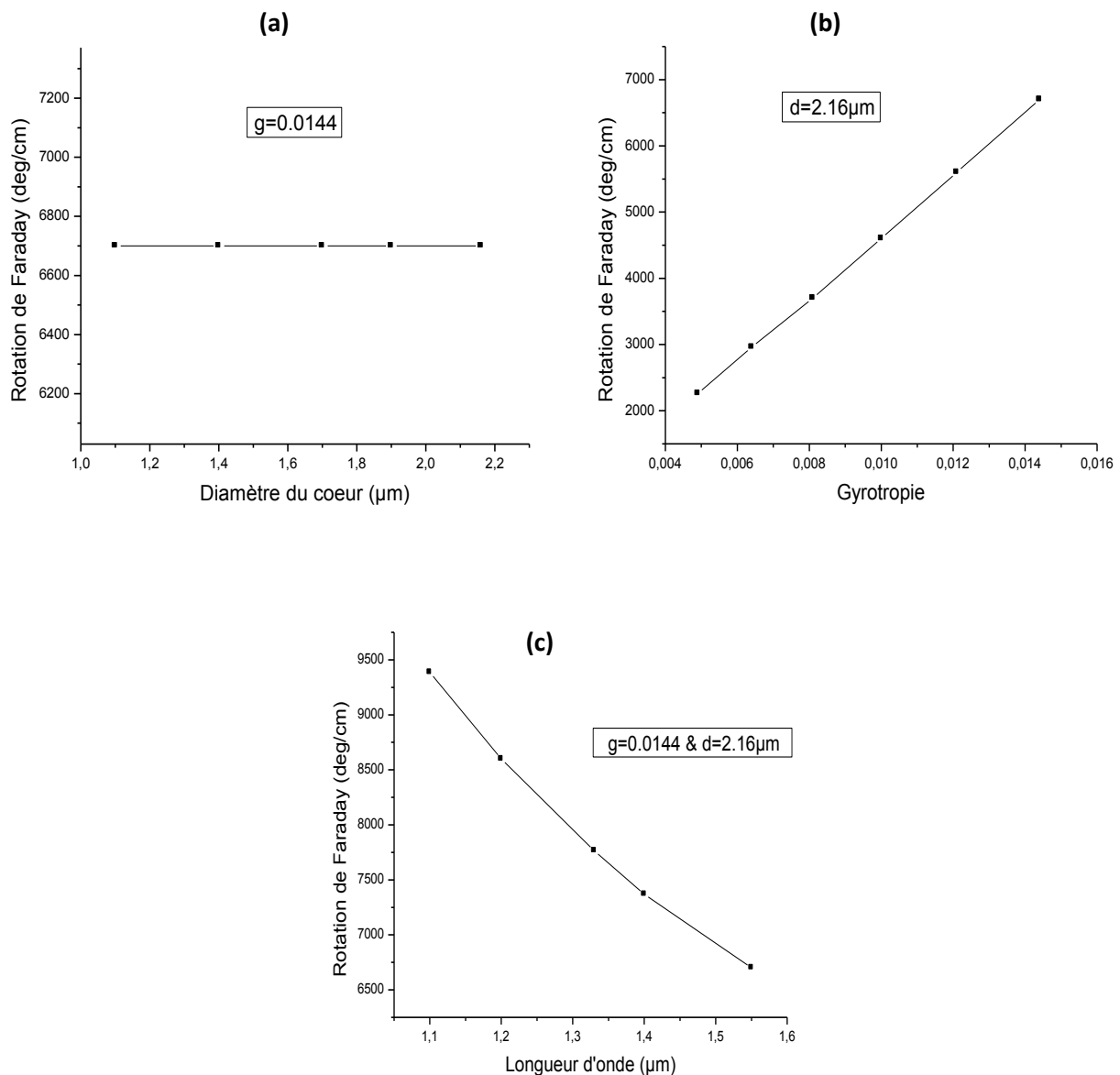


Figure IV.45: (a) l'influence de diamètre du cœur sur la rotation de Faraday, (b) l'influence de la gyrotropie sur la rotation de Faraday et (c) l'influence de longueur d'onde sur la rotation de Faraday.

IV-8-5-Biréfringence modale

La Figure IV.46 ((a), (b) et (c)) représente la variation de la biréfringence modale en fonction de la variation de diamètre des trous rempli par GGG et la gyrotropie(g)de BIG et de la longueur d'onde respectivement, elle augmente lorsque la gyrotropie augmente telle que avec $g=0.0064$ la biréfringence modale $\Delta Nm=0.00107$ et augmente jusqu'à 0.00241 pour $g=0.0144$; la figure (a) montre que si le diamètre de cœur augmente la biréfringence modale diminue, à $g=0.0144$ et pour le diamètre $d=1.1\mu m$ la biréfringence équivalente à 0.011 et à $d=2.16\mu m$ égale à 0.002 en outre la biréfringence modale demeure presque invariable avec la variation des valeurs de longueur d'onde et avec $g=0.0144$.

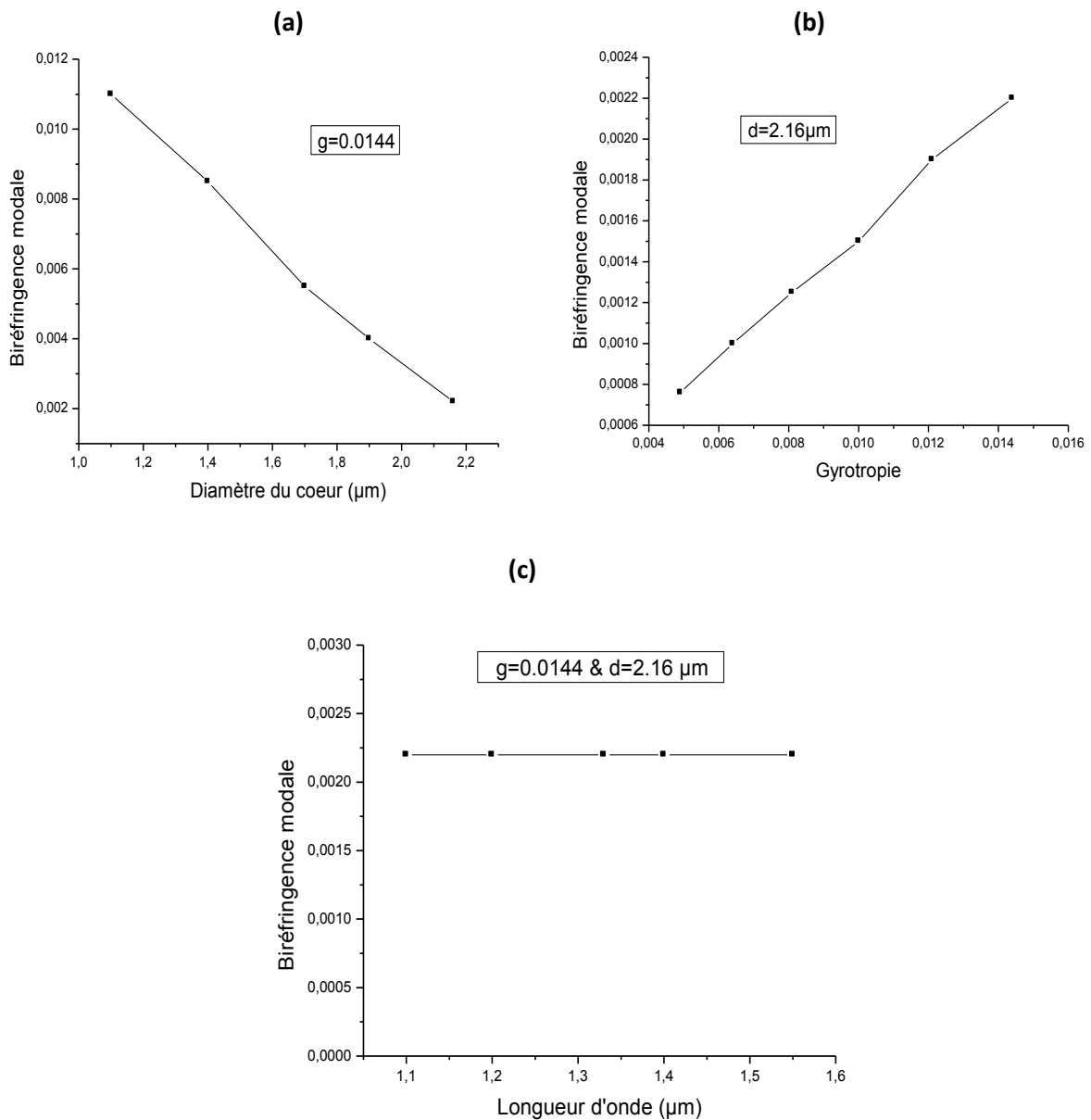


Figure IV.46: (a) l'influence de diamètre du cœur sur la biréfringence modale, (b) l'influence de la gyrotropie sur la biréfringence modale et (c) l'influence de longueur d'onde sur la biréfringence modale.

Ces résultats de fibre à cristal photonique montre que cette structure cristalline permet simultanément de confiner la lumière dans le cœur de la fibre et réduire les pertes qui peuvent intervenir lors de la propagation de la lumière, dans cette structure on peut voir aussi une augmentation de la rotation de Faraday pour des dimensions de la fibre très miniature. Le tableau ci-dessous représente une comparaison entre la fibre conventionnelle et la fibre à cristal photonique.

	Fibre conventionnelle	Fibre à cristal photonique
Indice de matériau	n BIG=2.51	n BIG=2.51
Longueur (μm)	800	600
Diamètre de cœur (μm)	6-10	1.1-2.16
Gyrotropie	0.0324-0.09	0.0049-0.0144
Longueur d'onde (μm)	1.2-1.55	1.1-1.55

Dans ces conditions insérés dans le tableau, nous avons étudié deux types de fibres dont le premier est la fibre conventionnelle et le deuxième est la fibre à cristal photonique. Notre étude se repose sur la représentation de la conversion de modes, nous avons simulé le rendement de conversion et la longueur de couplage. Pour calculer la rotation de Faraday et la Biréfringence modale. Ces paramètres présentés dans le tableau montrent que les dimensions de la fibre à cristal photonique est très petits devant les dimensions de fibre conventionnelle ainsi que les valeurs de la gyrotropie utilisées dans la fibre à cristal photonique est très petits à celles utilisées dans les fibres conventionnelles. Pour le rendement de conversion, il est grand dans les deux fibres mais on remarque que le rendement à fibre classique n'a pas fixé sur toute la fibre à cause d'existence des pertes dans la fibre, mais ce problème n'a pas trouvé dans la fibre à cristal photonique. La longueur de couplage dans la structure à cristal photonique est petite par rapport à la longueur de couplage dans la fibre classique. La rotation de Faraday dans les deux structure est grande mais dans la fibre classique est très grande à cause de leurs grandes dimensions qui abaissent la biréfringence modale qui est le principale effet de la réduction de la rotation de Faraday.

VI-9-Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté notre travail concernant la conversion de modes dans les deux structures de cristal magnéto photonique (triangulaire et carré) et les fibres optique (classique et à cristal photonique) dont le matériau utilisé est le grenat de fer et de bismuth BIG qui possède des propriétés magnéto optique très intéressantes pour réaliser plusieurs composants magnéto photoniques parmi eux en peut citer l'isolateur. L'isolateur est un élément clé de l'intégration photonique. Ce composant autorise le passage de la lumière seulement dans une direction, mais il bloque la propagation dans la direction de retour. Ainsi cette fonction permet d'éviter n'importe quel risque de dommages ou d'instabilité des lasers dus aux réflexions parasites. Elle est basée sur la rotation de Faraday non-réciproque des matériaux magnéto-optiques (MO). Le couplage non réciproque entre ces modes est provoqué par la rotation de Faraday si l'aimantation est alignée le long de l'axe z, parallèle à la propagation de mode. Nous avons simulé les propriétés de la conversion de modes pour chaque structure étudiée comme le rendement et la longueur de couplage pour certains facteurs qui peuvent influencer sur la conversion de modes. Afin de calculer la rotation de Faraday et la biréfringence modale qui réduire cette rotation.

Références

- [1] Liubov Magdenko, «conception et réalisation de composants non-réciproques planaires a base de matériaux magnéto-optiques», Thèse de doctorat, université de Paris Sud 11, 21 décembre 2010.
- [2] Sang-Yeob Sung, Xiaoyuan Qi, and Bethanie J. H. Stadler. “Integrating yttrium iron garnet onto nongarnet substrates with faster deposition rates and high reliability”. *Applied Physics Letters*, Vol. 87, p. 121111, 2005.
- [3] Tetsuya Mizumoto, Hideki Yokoi, “Waveguide Optical Isolators Fabricated by Wafer Bonding”. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc*, Vol. 834, p. J4.3.1, 2005.
- [4] T. Izuhara, J. Fujita, M. Levy, R. M. Osgood, Jr. “Integration of Magneto-optical Waveguides On to a III–V Semiconductor Surface”. *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, 2, p. 167-169, 2002.
- [5] W. Klagesa, C.-P. Tolksdorfa. “The growth of bismuth iron garnet layers by liquid phase epitaxy”. *Thin Solid Films*, Vol. 114, N°1-2, p. 33-43, 1984.
- [6] T. C. May-Smith, R.W. Easona.” Comparative growth study of garnet crystal films fabricated by pulsed laser deposition”. *Journal of Crystal Growth*, Vol. 308, N° 2, p. 382-391, 2007.
- [7] N. B. Ibrahim, C. Edwards, S.B. Palmer,”Pulsed laser ablation deposition of yttrium iron garnet and cerium-substituted YIG films”. *Journal of magnetism and magnetic materials*. Vol. 220, N°2-3, p. 183-194, 2000.
- [8] Ludovic Pinier, «Nouveaux grenats ferrimagnétiques à basse température de frittage pour applications micro-ondes », Thèse de doctorat, Ecole polytechnique, 14 Décembre 2006.
- [9] Soren Kahl, « Bismuth iron garnet films for magneto-optical photonic crystals», Thèse de doctorat, Royal Institute of Technology, Stockholm, 2004.
- [10] Landolt-Börnstein. *Magnetic and other properties of oxides and related compounds, Part a: Garnets and perovskites*. Landolt-Börnstein, Condensed Matter, III/12A, 1978.
- [11] N. Adachi, V. P. Denysenkov, S. I. Khartsev, A. M. Grishin, T. Okuda. “Epitaxial $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (001) films grown by pulsed laser deposition and reactive ion beam sputtering techniques”. *J. Appl. Phys*, Vol. 88, p. 2734, 2000.
- [12] P. K. Tien et al. *Appl. Phys. Lett.* Vol.21, p. 394, 1972.
- [13] P. Cœure, D. Challeton, J. Daval, J. P. Jadot et J. C. Peuzin, « propriétés et applications des matériaux magnéto-optiques », revue de physique appliquée TOME 10, p.379, novembre 1975.
- [14] A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, “Modern magneto-optics and magneto-optical materials” IOP. Publ. Ltd. London, 1997.
- [15] A. Hocini, M. Bouras, H. Amata,” Theoretical investigations on optical properties of magneto-optical thin film on ion-exchanged glass waveguide” *Opt Mater*, Vol. 35, p. 1669-1674, 2013.
- [16] M. Lohmeyer, N. Bahlmann, O. Zhuromsky, H. Dötsch, and P. Hertel, *Opt. Comm.* Vol.158, p. 189-200, 1998 .
- [17] A. Hocini, T. Boumaza, M. Bouchemat, F. Choueikani, F. Royer and J. Rousseau, “Modeling and analysis of birefringence in magneto-optical thin film made by $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ doped with ferrite of cobalt”, *Appl Phys B: Lasers and Optics*, Vol. 99N°3, p. 553–558, 2010.
- [18] Licinius D. S. Alcantara, Fernando L. Teixeira, Senior Member, IEEE, Amílcar C. César, and Ben-Hur V. Borges,”A new full-vectorial FD-BPM scheme: application to the analysis of magneto-optic and nonlinear saturable media ”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, N° 8, 2579, august 2005.

- [19] S. Selleri, L. Vincetti, and M. Zoboli, "Full-vector finite-element beam propagation method for anisotropic optical device analysis," *IEEE. J. Quantum Electron.*, vol. 36, N° 12, p. 1392–1401, Dec. 2000.
- [20] R. Wolfe, R. Lieberman, V. Fratello, R. Scotti, and N. Kopylov, "Etch-tuned ridged waveguide magneto-optic isolator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, no. 5, pp. 426–428, Jan. 1990.
- [21] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, "Photonic Crystals- Molding the Flow of Light," Princeton University Press, 1995.
- [22] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R. M. De La Rue, V. Bardinal, D. Cassagne, and C. Jouanin, "Quantitative Measurement of Transmission, Reflection, and Diffraction of Two-Dimensional Photonic Band Gap Structures at Near-Infrared Wavelengths", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, N°21, p. 4147- 4150, 1997.
- [23] Delphine NEEL, « Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI », Thèse de doctorat, N° d'ordre : 06 ISAL0090, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2006.
- [24] T.F. Krauss, R.M. De La Rue, and S. Brand, "Two-dimensional photonic band gap structures operating at near infrared wavelengths". *Nature*, Vol. 383, p. 699-702, 1996.
- [25] H. Otmani, M. Bouchemat, A. Hocini and T. Boumaza, "Mode conversion in a magnetic photonic crystal waveguide", *Phys. Scr.*, Vol.89, p. 065501, 2014.
- [26] S.G. Johnson, "Guided modes in photonic crystal slabs". *Physical Review B*, Vol.60, N°8, p. 5751-5758, 1999.
- [27] Photonic Component Design Suite. BandSOLVE, BeamPROP from RSoft Inc. <http://www.rsoftdesign.com>
- [28] Faïda Bougriou, « Etude théorique des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels : applications dans le domaine du guidage optique et la détection », Thèse de doctorat, Université Constantine 1, 16 Décembre 2013.
- [29] R. Coccioli, M. Boroditsky, K.W. KIM, Y. Rahmat-Samii, E. Yablonovitch, "Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity" *IEEE Proceedings optoelectronics*, vol. 145, N° 6, 1998.
- [30] 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.
- [31] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith, K. Kash, "Novel applications of photonic band gap materials : Low-loss bends and high Q cavities" , *J. Appl. Phys.*, Vol.75, N° 9, p. 4753-4755, 1994.
- [32] T. Baba, N. Fukaya, J. Yonkura, "Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends". *Electronics letters*, Vol. 35, N°8, p. 654-655, 1999.
- [33] C. J. M. Smith, H. Benisty, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. M. De la rue, R. Houdre, U. Oesterle, "Low-loss channel waveguides with two-dimensional photonic crystal boundaries", *Applied Physics Letters*, Vol. 77, N° 18, p. 2813-2815, 2000.
- [34] S. Y. Lin, E. Chow, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, "Demonstration of highly efficient waveguiding in a photonic crystal slab at the 1.5- μm wavelength", *Optics Letters*, Vol. 25, N° 17, p. 1297-1299, 2000.
- [35] X. Letartre, C. Seassal, C. Grillet, P. Rojo Romeo, P. Viktorovitch, M. L. D'yerville, D. Cassagne, C. Jouanin, "Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic-crystal waveguide on InP membranes", *Applied Physics Letters*, Vol. 79, N° 15, p. 2312-2314, 2001.
- [36] H. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J. Takahashi, C. Takahashi, I. Yokohama, "Single mode transmission within photonic bandgap of width-varied single-line-defect photonic crystal waveguides on SOI substrates". *Electronics letters*, Vol. 37, N° 5, p. 293-295, 2001.

- [37] T. Baba, N. Fukaya, A. Motegi, “Light propagation characteristics in photonic crystals waveguides”, Proceedings of the European conference, St Andrews, p.112, 12-16 juin 2001.
- [38] E. Chow, S. Y. Lin, J. R. Wendt, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos,” Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ Wavelengths”, Optics letters, Vol. 26, N°5, p. 286-288, 2001.
- [39] S. Olivier, H. Benisty, M.Rattier, C. Weisbuch, M. Qiu, A. Karlsson, C. J.M. Smith, R. Houdre, U. Oesterle, “Resonant and nonresonant transmission through waveguide bends in a planar photonic crystal”, Applied physics letters, Vol. 79, N° 16, p. 2514-2516, 2001.
- [40] C. J. M.Smith, R. M. De la rue, M.Rattier, S.Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré , U. Oesterle ,” Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal”, Applied Physics letters, Vol. 78, N° 11, p. 1487-1489, 2001.
- [41] H. Benisty, “Modal analysis of optical guides with two-dimensional photonic band-gap boundaries.” J. Appl. Phys., Vol. 79, N° 10, 1996.
- [42] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett., Vol.58, p.2059-2062 ,1987.
- [43] R. Scarmozzino and R. M. Osgood Jr., «Comparison of finite-difference and Fourier transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications», Journal of Optical Society of America, Vol. 8, N° 5, p. 724-731, 1991.
- [44] A .Hocini et al,” Birefringence properties of magneto-optic rib waveguide as a function of refractive index”, J. Comp. Elect. Vol.12, p. 50–55, 2013.
- [45] Joannopoulos J D, Villeneuve P R, and Fan S Nature (London) ,Vol.386 ,p.143 , 1997.
- [46] www.thorlabs.com
- [47][http://fr.wikipedia.org/wiki/ Fibre optique](http://fr.wikipedia.org/wiki/Fibre_optique).
- [48] Toshihiko Yoshino, “Theory for the Faraday effect in optical fiber”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol.22, p.1856-1860, 2005.
- [49]L. Sun, S. Jiang, J. D. Zuegel, and J. R. Marciante, Effective Verdet constant in a terbium-doped-core phosphate fiber, Optics Letters, Vol.34,N°11, p.1699-1701, 2009.
- [50] M. S. Kang, A. Butsch and P. St. J. Russell, Reconfigurable light-driven opto-acoustic isolators in photonic crystal fibre, Nat.Pho. Lett, Vol.180, p.549-553, 2011.
- [51] L. Sun, S. Jiang, JR. Marciante ,”Compact all-fiber optical Faraday components using 65-wt%-terbium-doped fiber with a record Verdet constant of -32 rad/(Tm)”,Opt .Express, Vol.18,N°12,p. 12191,2010.
- [52] MA. Schmidt, L. Wondraczek, HW. Lee, N. Granzow, N. Da, P .St. J. Russell , ”Complex Faraday rotation in microstructured magneto-optical fiber waveguides”, Adv Mater,Vol.23,N°22-23,p.2681-8, 2011.
- [53] P. Zu , C. C. Chan, T. Gong, Y. Jin, W. C. Wong and X. Dong,” Magneto-optical fiber sensor based on bandgap effect of photonic crystal fiber infiltrated with magnetic fluid” ,Appl. Phys. Lett. Vol. 101, p. 241118, 2012.
- [54]Z. Luo, M. Lu, J. Bao, W. Liu, C. Gao,” Co-precipitation synthesis of gadolinium gallium garnet powders using ammonium hydrogen carbonate as the precipitant”, Materials Letters,Vol. 59,p. 1188–1191,2005.
- [55]H. Otmani, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A. Hocini and A. Benmerkhi. “Mode conversion in magneto photonic crystal fibre”, International Conference on Nanoscale Magnetism (ICNM2013) September 02– 06, 2013 Istanbul, Turkey.

Conclusion générale

Conclusion générale

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois directions. Une bande interdite photonique correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique est ouverte.

Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications. Les applications potentielles des cristaux photoniques sont multiples et variées: réalisation de cavités résonantes de taille très réduite, de guides d'ondes, de virages, de filtres sélectifs, de multiplexeurs - démultiplexeurs, et de fibres optiques.

Pour exalter les effets non-réciproques de la propagation et ainsi réaliser de nouveaux composants à base de cristaux magnéto-photoniques, il s'agit de combiner des matériaux magnéto-optiques et cristaux photoniques.

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit concerne l'étude des propriétés physiques des cristaux magnéto photoniques. Nous avons utilisé deux simulateurs (BandSOLVE et BeamPROP), ils sont basés sur la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode de propagation de faisceau (BPM) respectivement, ces simulateurs sont parfaitement adaptés à la conception des circuits photoniques.

Pour présenter la largeur et la position de la bande interdite photonique de structure à cristal photonique de réseau triangulaire des trous d'air en film de grenat de fer et de bismuth (BIG), déposé sur un substrat de grenat de gadolinium et de gallium(GGG), nous avons utilisé la méthode des ondes planes (PWE); nous avons vu qu'elle est idéale pour produire les diagrammes de bandes et les cartes de bandes des structures à bandes interdites photoniques (BIP).

Pour voir l'effet du réseau sur les cristaux photoniques nous avons étudié la structure précédente dans un réseau carré, nous avons constaté un déplacement de digramme de bandes et même une différence dans la largeur de la BIP, nous avons montré que la structuration de réseau (triangulaire ou carré) joue un rôle important pour déterminer la bande interdite photonique.

Nous avons également utilisé BeamPROP de RSoft, BeamPROP exploite l'algorithme de BPM aux différences finies. Cet algorithme a été originellement développé pour simuler des guides plans et des fibres optiques ainsi que des systèmes optiques tels que les interféromètres, les multiplexeurs, etc.

Nous avons abordé par la suite, une étude de deux structures de guide d'ondes à cristal magnéto photonique, la première est constituée par un réseau triangulaire des trous d'air en film de grenat de fer et de bismuth (BIG), déposé sur un substrat de grenat de gadolinium et

de gallium(GGG),et la deuxième structure est constituée par des trous d'air de réseau carré d'un film de grenat de fer et de bismuth (BIG), déposé sur un substrat de grenat de gadolinium et de gallium(GGG).

Une analyse de la conversion de modes dans le cristal magnéto photonique a été présentée, en utilisant la méthode de propagation de faisceau (BPM) pour montrer théoriquement que certains paramètres physiques peuvent influencer sur l'amélioration de conversion de modes. Nous avons étudié l'influence de la gyrotropie (g) sur la conversion de modes pour augmenter la rotation de Faraday. Nous avons constaté que si la gyrotropie augmente le rendement de conversion augmente et la longueur de couplage diminue. Nous avons vu également que le rendement de conversion augmente proportionnellement avec l'augmentation de l'épaisseur h . Nous avons calculé la rotation de Faraday et la biréfringence modale. Nous avons vu une augmentation en rotation de Faraday et la biréfringence modale avec l'augmentation de la gyrotropie ; mais si l'épaisseur augmente, la biréfringence modale diminue. Ces résultats pour chaque structure (réseau triangulaire ou carré), nous a permis de choisir des valeurs bien déterminés pour optimiser nos structures.

Par ailleurs, nous avons également étudié la conversion de modes à fibres optiques, deux types de fibres ont été proposés, dont le premier est une fibre magnéto-optique, constituée par le matériau utilisé dans tous nos travaux (BIG), d'indices $n_{\text{cœur}} = 2.51$, $n_{\text{gaine}} \approx 2.50$, et le deuxième est une fibre à cristal magnéto photonique (MPCF) ; elle se compose d'un réseau triangulaire périodique des trous d'air remplis de GGG (grenat de gadolinium et de gallium) gravés dans une fibre de BIG (grenat de fer et de bismuth). La lumière sera guidée dans un défaut dans la structure périodique de cristal qui dans ce cas est formée en enlevant le trou central. Dans cette étude nous avons fait une comparaison entre ces deux fibres.

Pour faire cette comparaison, nous avons réalisé une étude sur la conversion de modes, nous avons simulé le rendement de conversion et la longueur de couplage. Pour calculer la rotation de Faraday et la biréfringence modale. On a montré que les dimensions de la fibre à cristal magnéto photonique sont très petites devant les dimensions de la fibre conventionnelle ainsi que les valeurs de la gyrotropie utilisées dans la fibre à cristal magnéto photonique sont également très petites par rapport à celles utilisées dans les fibres conventionnelles. Pour le rendement de conversion, il est élevé dans les deux fibres mais on remarque que le rendement à fibre classique n'est pas constant sur toute la longueur de la fibre à cause de l'existence des pertes dans cette dernière, mais ce problème n'existe pas dans la fibre à cristal magnéto photonique. La longueur de couplage dans la structure de fibre à cristal magnéto photonique est petite par rapport à la longueur de couplage dans la fibre classique. La rotation de Faraday dans les deux structures est importante mais dans la fibre classique elle est plus élevée à cause de leurs dimensions qui réduisent la biréfringence modale qui est le principal effet de la minimisation de la rotation de Faraday.

L'étude numérique que nous avons réalisée sur les cristaux magnéto photoniques, a pour objectif de présenter la conversion de modes TE-TM, ce phénomène est un des effets non réciproques pouvant être obtenu en configuration guidée. Cette technique consiste à réaliser sous l'influence d'un champ magnétique parallèle à la direction de propagation un couplage entre les modes TE et TM.

Le couplage de modes TE-TM, d'origine identique à la rotation Faraday, est un moyen d'obtenir un effet non-réciproque en configuration guidée. Pour cela nous avons présenté nos travaux sur cet effet, afin de l'exploiter dans la conception des isolateurs magnéto-optiques. L'isolateur est un élément clé de l'intégration photonique, il autorise le passage de la lumière seulement dans une direction, et il bloque la propagation dans la direction de retour. Ainsi cette fonction permet d'éviter n'importe quel risque de dommage ou d'instabilité des lasers dus aux réflexions parasites. Elle est basée sur la rotation de Faraday non-réciproque des matériaux magnéto-optiques (MO).

D'après nos résultats, on peut dire que les structures simulées et le matériau considéré (BIG), sont bien adaptés à la conception des isolateurs magnéto optiques.

Résumé

Les sources lasers représentent les éléments les plus importants dans une chaîne de télécommunications optiques. Cependant ces derniers sont instables, et présentent des fluctuations. Pour pallier cet inconvénient il est nécessaire de placer à la sortie de la cavité un isolateur optique qui va éliminer les réflexions.

Les cristaux photoniques sont des 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 de réfraction varie périodiquement selon une, deux ou trois directions de l'espace. Lorsqu'on combine matériaux magnéto-optiques et cristaux photoniques, il apparaît des nouveaux composants à base de cristaux magnéto-photoniques, qui exaltent les effets non-réciproques de la propagation.

Ce travail de thèse constitue une contribution numérique aux études portant sur les cristaux magnéto photoniques, nous avons simulé des structures planaires des matériaux à bandes interdite photoniques dont nous nous concentrons sur leurs propriétés physiques tels que le diagramme de bandes et la carte de bandes.

Ces simulations ont pour objectif de vérifier la position de la bande interdite photonique dans la structure étudiée. Notre structure est un cristal photonique planaire constitué d'une couche de matériau magnéto optique dénommé BIG (ferrite grenat de bismuth ou encore appelé grenat de fer et de bismuth) déposée sur une couche de GGG (grenat de gadolinium et gallium), dans une structure triangulaire et ensuite pour une structure carrée. Nous étudions les fibres optiques à matériau BIG, on commence par une structure de fibre optique conventionnelle, et nous passons à une étude sur les fibres à cristaux magnéto photoniques à base de BIG. On a fait ces simulations pour étudier le couplage de modes TE-TM, qui est d'origine identique à la rotation Faraday, afin d'obtenir un effet non-réciproque en configuration guidée.

En faisant varier la gyrotropie, nous avons observé son effet sur le rendement de couplage, et la variation des autres paramètres physiques influe sur le taux de conversion TE-TM. Le rendement de couplage TE-TM dépend de la biréfringence et de la rotation de Faraday, pour cela nous avons fait une autre simulation pour déterminer la biréfringence et par conséquent pour trouver la rotation de Faraday qui est l'objectif principale de notre travail. Pour effectuer ces simulations nous avons utilisé deux logiciels de Rsoft CAD, dont le premier module est appelé BandSOLVE qui est basé sur la méthode des ondes planes (PWE), et le second appelé BeamPROP, basé sur la Méthode de propagation des faisceaux (BPM).

On constate une augmentation importante de la rotation de Faraday qui permet d'améliorer les performances des isolateurs optiques.

Mots clés :

Cristaux magnéto photoniques, conversion de modes TE-TM, effet Faraday, isolateur optique.