

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ DES FRÈRES MENTOURI - CONSTANTINE
FACULTÉ DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE
Département d'Électronique

Thèse

En vue de l'obtention du diplôme de
Doctorat 3^{ème} Cycle
Spécialité : **Electronique**
Option : Micro et nanotechnologies

N° d'ordre :136/D3C/2018
Série :16/Elec/2018

Présenté par :

Rachid DEGHDAK

Titre :

***Etude des propriétés physiques dans les cristaux magnéto
photoniques***

Soutenue le : 29 / 11 / 2018

Devant le jury composé de :

Président :	Melle. O. BARKAT	Prof. U. F. Mentouri, Constantine
Rapporteur :	Mr. M. BOUCHEMAT	Prof. U. F. Mentouri, Constantine
Examineurs :	Mr. A. HOCINI	Prof. U. M. Boudiaf M'sila
	Mr. S. MOUETSI	MCA. U. Oum El Bouaghi

Dédicaces

À

Ma très chère mère

La mémoire de mon père

Toute ma famille

et tous ceux qui me sont chers

Rachid DEGHDAK

Remerciements

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

Je remercie d'abord Allah, le tout puissant qui m'a donné la puissance et la patience pour accomplir ce travail.

J'exprime toute ma profonde reconnaissance et ma gratitude à Monsieur M. BOUCHEMAT, Professeur au département d'électronique, de m'avoir proposé et dirigé ce travail efficacement.

Melle. O. BARKAT, Professeur à l'université des Frères Mentouri-Constantine 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.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur A. HOCINI, professeur à l'université de M'sila, Monsieur S. MOUETSI, Maître de conférences A à l'université d'Oum El Bouaghi pour le temps accordé à examiner cette thèse et de faire partie du jury de soutenance.

Je remercie également Monsieur M. LAHOUBI, Professeur à l'université d'Annaba, Madame T. BOUCHEMAT Professeur à l'université des Frères Mentouri-Constantine, et Monsieur H. BOUROUINA, Maître de conférences à l'Ecole Normale Supérieure Bou-Saada pour leurs aides et leurs remarques précieuses.

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

Liste des abréviations

- 1D : Unidimensionnelle
2D : Bidimensionnelle
3D : Tridimensionnelle
ADI : *alternating direction implicit* : sens alternatif implicite
BGO : *Bismuth germanium oxide* : $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$
Bi:YIG : *Bismuth substituted yttrium iron garnet* : YIG substitué au Bismuth
BIG : *Bismuth Iron Garnet* $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$: Grenat de fer et de bismuth
BIP : Bande interdite photonique
BPM : *Beam Propagation Method* : méthode de propagation de faisceau
BSO : *Bismuth silicon oxide* : $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$
Ce:YIG : *Cerium substituted yttrium iron garnet* : YIG substitué au cérium
cfc : Cubique à faces centrées
CMPs : Cristaux magnéto-photoniques
CPs : Cristaux photoniques
CROW : *Coupled Resonator Optical Waveguide*
DS : *Difference signal* : signal de différence
ER : *Extinction rate* : taux d'extinction
FD : *finite differences* : différences finies
FE : *finite elements* : éléments finis
FFT : *fast Fourier transformation* : transformation de Fourier rapide
FR : *Faraday rotation*
GGG : *Gadolinium Gallium Garnet* $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$: Grenat de gadolinium-gallium
L-45P : *linear 45° polarized light*
L45P : *linear -45° polarized light*
LCP : *left circularly polarized light*
LHP : *linearly horizontal polarized light*
LPE : *Liquid-phase epitaxy* : épitaxie en phase liquide
LVP : *linearly vertical polarized light*
MEB : Microscopie électronique à balayage
MET : Microscopie électronique à transmission
MFS : *magnetic field sensors*
MO : Magnéto-optiques
MOKE : *Magneto-Optical Kerr Effect* : Effet Kerr magnéto-optique
MPCs : *magneto-phonic crystals*
PBG : *Photon Band Gap*
PBS : *polarizing beam splitter* : séparateur de faisceau polarisant
PCs : *Photonics Crystals*
PD : *photodetector* : photodétecteur
PICs : *Photonic Integrated Circuits* : circuits photoniques intégrés

PLD : *Pulsed laser deposition* : Ablation laser pulsé
PMC : *polarisation mode conversion*
PML : *Perfectly Matched Layer* : Couche absorbante parfaitement adaptée

PWE : *Plane Wave Expansion* : décomposition en ondes planes
RCP : *right circularly polarized light*
RF : rotation Faraday
SOI : *Silicon On Insulator* : silicium sur isolant
TBC : *transparent boundary condition* : condition aux limites transparente
TE : Transverse Electrique, polarisation TE
TGG : *Terbium Gallium Garnet* $Tb_3Ga_5O_{12}$: Grenat de terbium et de gallium
TM : Transverse Magnétique, polarisation TM
YIG : *Yttrium Iron Garnet* $Y_3Fe_5O_{12}$: Grenat de fer et d'yttrium

Table des matières

Introduction générale	1
Chapitre 1 : Généralités et Notions de Base sur les Cristaux Photoniques	5
Introduction	6
1.1 Définition des cristaux photoniques	7
1.2 Notions de base sur la théorie des structures à bandes interdites photoniques	8
1.2.1 Analogie électron photon	8
1.2.2 Réseaux directs et réciproques	9
1.2.3 Première zone de Brillouin	10
1.2.4 Modes de Bloch	12
1.2.5 Relation de dispersion	13
1.2.6 Vitesse de phase et vitesse de groupe	15
1.2.7 Indices de réfraction de groupe et de phase	16
1.3 Cristaux photoniques unidimensionnels (1D)	16
1.3.1 Réseaux de Bragg et ouverture d'une bande interdite photonique	17
1.3.2 Largeur de la bande interdite photonique	18
1.4 Cristaux photoniques tridimensionnels (3D)	19
1.4.1 Structures "Tas de bois"	19
1.4.2 Structures "Opales"	19
1.5 Cristaux photoniques bidimensionnels (2D)	20
1.5.1 Loi d'échelle	21
1.5.2 Diagramme de bandes	22
1.5.3 Cartes des bandes interdites	24
1.5.4 Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires	24
1.5.4.1 Guide d'onde planaire et cône de lumière	25
1.5.4.2 Polarisation et parité des champs	27
1.5.4.3 Diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D planaire	27
1.5.4.4 Les approches "substrat" et "membrane"	28
a- Approche "substrat"	28
b- Approche "membrane"	29
1.6 Cristaux photoniques avec défauts	30
1.6.1 Défauts ponctuels et microcavité à cristaux photoniques	30
1.6.2 Défauts couplés	31
1.6.3 Défauts étendus	32
1.7 Guides d'ondes à cristaux photoniques	33
1.7.1 Direction cristallographique	34
1.7.2 Symétrie des bords	34
1.7.3 Influence du défaut sur le diagramme de dispersion	35
1.7.4 Intérêts du guide à cristal photonique	35
Conclusion	36
Bibliographie	37

Chapitre 2 : Théories et Applications de la MO et Cristaux Magnéto-Photoniques40

Introduction	41
2.1. Matériaux et effets magnéto-optiques	42
2.1.1 Matériaux magnéto-optiques	42
2.1.1.1 Classification magnétique des matériaux	42
a- Diamagnétisme	42
b- Paramagnétisme	42
c- Antiferromagnétisme	43
d- Ferrimagnétisme	43
e- Ferromagnétisme	44
2.1.1.2 Classes des matériaux magnéto-optiques	45
a- Matériaux utilisés en réflexion	46
b- Matériaux utilisés en transmission	46
2.1.1.3 Les grenats magnétiques	46
2.1.2 Effets magnéto-optiques	48
2.1.2.1 Principaux effets magnéto-optiques	48
a- L'effet Faraday (Rotation Faraday)	48
b- Les effets Voigt et Cotton-Mouton	49
c- L'effet Kerr	50
2.1.2.2 Propagation dans un milieu aimanté	51
2.2 Dispositifs magnéto-optiques	52
2.2.1 Dispositifs magnéto-optiques à ondes guidées	52
2.2.2 Isolateurs et circulateurs optiques	53
2.2.2.1 Isolateurs dépendants de la polarisation	55
2.2.2.2 Circulateurs dépendants de la polarisation	57
2.2.3 Capteurs magnéto-optiques	58
2.2.4 Capteurs de champ électrique et magnétique	60
2.3 Cristaux magnéto-photoniques	61
2.3.1 Définition	61
2.3.2 État de l'art	61
2.3.2.1 Cristaux magnéto-photoniques unidimensionnels 1D	61
2.3.2.2 Cristaux magnéto-photoniques bidimensionnels 2D	65
2.3.2.3 Cristaux magnéto-photoniques tridimensionnels 3D	69
Conclusion	72
Bibliographie	73

Chapitre 3 : Méthodes et Outils de Simulation Numérique76

Introduction	77
3.1 Aperçu du logiciel RSoft Photonics Suite	78
3.2 Le simulateur « BandSOLVE »	79
3.3 Méthode des ondes planes	80
3.4 Le simulateur «BeamPROP»	82
3.5 La méthode de propagation de faisceau	84

3.5.1 La BPM Scalaire, paraxiale	85
3.5.2 Solution numérique et conditions aux limites	87
3.5.3 La BPM Vectorielle	88
3.5.4 La BPM grand-angle	89
3.5.5 La BPM bidirectionnelle	90
3.5.6 Résolution de Modes via la BPM	91
3.6 Utilisation du BeamPROP	92
3.6.1 Domaine de calcul et de la grille	92
3.6.2 Conditions aux limites	92
3.6.3 Options de polarisation et grand-angle	93
3.6.4 Définir le champ de lancement	93
Conclusion	94
Bibliographie	95
Chapitre 4 : Résultats et Interprétations	98
Introduction	99
4.1 Optimisation de la BIP complète dans un cristal magnéto-photonique 2D planaire	100
4.1.1 Structure schématique cristal magnéto-photonique 2D planaire Bi:YIG/SiO ₂	100
4.1.2 Optimisation de la BIP complète dans la structures Bi:YIG/SiO ₂	101
4.1.2.1 Effet du rayon des trous d'air sur la largeur et la position de la BIP	101
4.1.2.2 Effet de l'épaisseur de la couche MO sur la largeur et la position de la BIP	102
4.2 Guide d'onde à cristal magnéto-photonique 2D planaire	104
4.2.1 Création d'un guide d'onde à cristal magnéto-photonique 2D planaire	104
4.2.2 Guide d'onde à CMP 2D planaire indépendant de la polarisation	105
4.2.3 Amélioration de l'efficacité de conversion du mode de la polarisation dans un guide d'ondes à CMP 2D planaire indépendant de la polarisation	106
4.3 Capteur de champ magnétique sensible utilisant un guide d'ondes à CMP 2D planaire basé sur la structure BIG/GGG	108
4.3.1 Introduction	108
4.3.2 Configuration de dispositif et principe de détection	109
4.3.2.1 Configuration de dispositif	109
4.3.2.2 Principe de détection	110
4.3.3 Méthodologie de modélisation et optimisation de la structure	111
4.3.3.1 Méthodologie de modélisation	111
4.3.3.2 Optimisation de la structure	112
4.3.4 Résultats de détection et discussion	115
Conclusion	121
Bibliographie	122
Conclusion générale	125

Introduction générale

Introduction générale

Les besoins accrus des domaines industriels tels que le magnéto-optique et la détection imposent des critères de choix sélectifs en ce qui concerne les composants utilisés. Dans ce contexte les circuits photoniques intégrés sont exploités en raison de leur miniaturisation, et leur faible cout de réalisation. Ainsi de nouvelles solutions technologiques, et en particulier la photonique, représentent un domaine de prédilection quant au développement des dispositifs d'optique intégrée.

Les cristaux photoniques (CPs) [1,2] admettent des propriétés exaltantes pouvant être exploitées pour la conception de nouveaux dispositifs photoniques performants et destinés à fonctionner dans les divers domaines de technologie de pointe et de l'industrie.

Depuis quelques années, quelques groupes de recherche [3-6] combinent matériaux magnéto-optiques 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.

Les cristaux magnéto-photoniques présentent des réponses optiques et magnéto-optiques (MO) uniques du fait que le matériau constitutif du cristal photonique est magnétique, ou même si seulement un seul défaut magnétique est introduit dans la structure périodique. Ils possèdent les propriétés nécessaires pour miniaturiser les composants non réciproques tels que les isolateurs, et améliorer les effets MO [7].

Entre autres ces cristaux sont des candidats potentiels pour la conception de capteurs de champ magnétique qui jouent un rôle important dans les systèmes électriques pour mesurer le courant, dans les supraconducteurs à haute température pour étudier les vortex, dans les objets magnétisés ainsi que pour examiner la distribution spatiale du champ magnétique produit.

Les capteurs à guide d'ondes planaire peuvent être utilisés pour mesurer pratiquement tous les paramètres externes, y compris les grandeurs physiques, chimiques et biologiques, avec une grande vitesse et une grande précision [8]. Une interaction directe entre le paramètre détecté et la couche de guidage est souvent appliquée lors de la détection de paramètres physiques y compris le champ magnétique.

Les structures de guides d'ondes à cristal magnéto-photonique 2D planaire sont la contrepartie magnétique des cristaux photoniques, exploitant les propriétés des médias magnétiques gyrotropes. Les effets MO peuvent être améliorés dans les cristal magnéto-photonique en accordant leur bande interdite et leurs défauts.

Les capteurs de champ magnétique peuvent donc être réalisés en fonction de l'effet du champ magnétique sur les caractéristiques de propagation et de transmission de la lumière. Les propriétés matérielles et géométriques de telles structures contribuent à la sensibilité du capteur MO. Parmi les matériaux utilisés pour de tels dispositifs, les grenats de fer sont les plus souhaitables, en raison de leurs avantages d'activité MO élevée, de transparence élevée et de grande rotation Faraday. De plus, pour la détection de champ magnétique, les capteurs de champ magnétique à base de cristaux magnéto-photoniques ont suscité une attention particulière par rapport aux techniques électroniques [9], en raison de leurs avantages d'immunité aux interférences électromagnétiques, de leur petite taille et de leurs faibles pertes.

C'est dans ce contexte que s'inscrit l'objet de cette thèse. Pour ce, on s'intéresse à l'étude des propriétés physiques dans les cristaux magnéto-photoniques. Plus précisément, nous avons conçu et étudié théoriquement un capteur de champ magnétique sensible en proposant un modèle de guide d'onde à base de cristal magnéto-photonique 2D planaire.

Ce mémoire de thèse est composé de quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous présentons les concepts de base liés aux cristaux photoniques. Nous commençons par des notions de base sur la théorie des structures à bandes interdites photoniques. Par la suite, nous présentons le cristal photonique unidimensionnel et tridimensionnel. Ce chapitre se poursuit par des rappels sur les principales caractéristiques des cristaux photoniques bidimensionnels, et particulièrement les cristaux photoniques bidimensionnels plans qui font l'objet de cette thèse.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons les concepts de base liés aux matériaux et effets magnéto-optiques. Nous présentons les matériaux et effets magnéto-optiques, et donnons la classification magnétique des matériaux. S'en suivra la présentation de quelques dispositifs magnéto-optiques liés à notre étude: les dispositifs magnéto-optiques à ondes guidées, les isolateurs et circulateurs optiques dépendants de la polarisation, capteurs magnéto-optiques et capteurs de champ électrique et magnétique.

Le troisième chapitre concerne les méthodes et outils de simulation numérique utilisés. Dans un premier temps, nous présentons le logiciel RSoftPhotonics, l'outil de calcul des diagrammes des bandes, le simulateur BandSOLVE, suivi d'une description de la méthode des ondes planes (PWE) utilisée par ce logiciel. Par la suite, nous présentons le simulateur BeamPROP avec une description générale de la méthode de propagation de faisceau (BPM) aux différences finies. Une mise en œuvre générale du simulateur BeamPROP, avec les différentes instructions pour le choix des paramètres adoptés aux simulations, est effectuée.

Dans le quatrième chapitre, nous procédons à l'étude du modèle de guide d'onde à base de cristal magnéto-photonique 2D planaire. Deux types de structures sont considérés : (Bi:YIG/SiO₂) et (BIG/GGG), dont les matériaux utilisés sont le grenat de fer et de bismuth BIG et le grenat de fer et d'yttrium substitué par du bismuth Bi:YIG qui possède des propriétés magnéto-optiques très intéressantes. Nous optimisons la bande interdite photonique complète pour la structure (Bi:YIG/SiO₂). Nous procédons à l'amélioration de l'efficacité de conversion du mode de polarisation dans un guide d'ondes indépendant de la polarisation,

fabriqué par un cristal magnéto-photonique 2D planaire. Finalement nous appliquons les mêmes étapes de calcul pour la structure (BIG/GGG) et l'exploitons en tant que guide d'ondes à cristal magnéto-photonique 2D planaire pour réaliser un capteur de champ magnétique sensible.

Ce manuscrit se termine par une conclusion générale.

Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch, “Photonic band-gap structures,” *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, vol. 10, no. 2, p. 283–295, 1993.
- [2] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung, “Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 17, p. 2295–2298, 1991.
- [3] M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, and M. Abe, “One-dimensional magnetophotonic crystals,” *J. Appl. Phys.*, vol. 85, no. 8, p. 5768–5770, 1999.
- [4] M. J. Steel, M. Levy, and R. M. Osgood, “Photonic Bandgaps with Defects and the Enhancement of Faraday Rotation,” *J. Lightwave Technol., JLT*, vol. 18, no. 9, p. 1297, 2000.
- [5] A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov, D. Kobayashi, K. Nishimura, H. Uchida, and M. Inoue, “Enhanced Faraday and nonlinear magneto-optical Kerr effects in magnetophotonic crystals,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 282, p. 256–259, 2004.
- [6] H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, M. Egawa, K. Nishimura, and M. Inoue, “Theoretical analysis of optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetophotonic crystals,” *J. Appl. Phys.*, vol. 93, no. 7, p. 3906–3911, 2003.
- [7] M. Inoue, A. V. Baryshev, T. Goto, S. M. Baek, S. Mito, H. Takagi, and P. B. Lim, “Magnetophotonic Crystals: Experimental Realization and Applications,” in *Magnetophotonics*, M. Inoue, M. Levy, and A. V. Baryshev, Eds. Springer Berlin Heidelberg, p. 163–190, 2013.
- [8] S. A. Taya, “P-polarized surface waves in a slab waveguide with left-handed material for sensing applications,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 377, p. 281–285, 2015.
- [9] P. Ripka and M. Janosek, “Advances in Magnetic Field Sensors,” *IEEE Sens. J.*, vol. 10, no. 6, p. 1108–1116, 2010.

Chapitre 1.

Généralités et Notions de Base sur les Cristaux Photoniques

Chapitre 1.

Généralités et Notions de Base sur les Cristaux Photoniques

Sommaire

Introduction	6
1.1 Définition des cristaux photoniques	7
1.2 Notions de base sur la théorie des structures à bandes interdites photoniques	8
1.3 Cristaux photoniques unidimensionnels (1D)	16
1.4 Cristaux photoniques tridimensionnels (3D)	19
1.5 Cristaux photoniques bidimensionnels (2D)	20
1.6 Cristaux photoniques avec défauts	30
1.7 Guides d'ondes à cristaux photoniques	33
Conclusion	36
Bibliographie	37

Introduction

Ce premier chapitre offre les concepts de base liés aux cristaux photoniques. Nous commençons par des notions de base sur la théorie des structures à bandes interdites photoniques. Par la suite, nous présentons le cristal photonique unidimensionnel et tridimensionnel. Ce chapitre se poursuit par des rappels sur les principales caractéristiques des cristaux photoniques bidimensionnels, et particulièrement les cristaux photoniques bidimensionnels planaires et les guides d'ondes à cristaux photoniques qui font l'objet de cette thèse.

1.1 Définition des cristaux photoniques

Les cristaux photoniques, CPs (ou *Photonic Crystals*: PCs) sont des matériaux artificiellement structurés dont la constante diélectrique est modulé périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde d'étude selon une ou plusieurs directions de l'espace avec un suffisamment contraste d'indice afin de modifier la propagation des ondes électromagnétiques. Sur une plage de fréquences, l'absence de modes propagatifs est qualifiée de bande interdite photonique (BIP) [1], cela est de la même manière comme dans un cristal semi-conducteurs, un potentiel périodique affecte le déplacement des électrons en créant des bandes d'énergie interdites et autorisées. Malgré que le premier cristal photonique a été réalisé en 1991 [2], et la notion de "cristaux photoniques" ou BIP a été introduite pour la première fois par E. Yablonovitch [3] et S. John [4] en 1987, le principe général d'un cristal photonique était déjà utilisé pour la réalisation de miroirs interférentiels [5] depuis plusieurs décennies.

Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique. Une BIP correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique. Les CPs offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur la dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications.

Selon leur direction de périodicité sont classés différents types de CPs. Cristal photonique unidimensionnelle (CP-1D) (ou miroir de Bragg) avec une périodicité dans une seule direction de l'espace, Cristal photonique bidimensionnelle (CP-2D) avec une périodicité dans deux directions de l'espace, ainsi que cristal photonique tridimensionnelle (CP-3D) avec une périodicité dans les trois directions de l'espace (Figure 1.1).

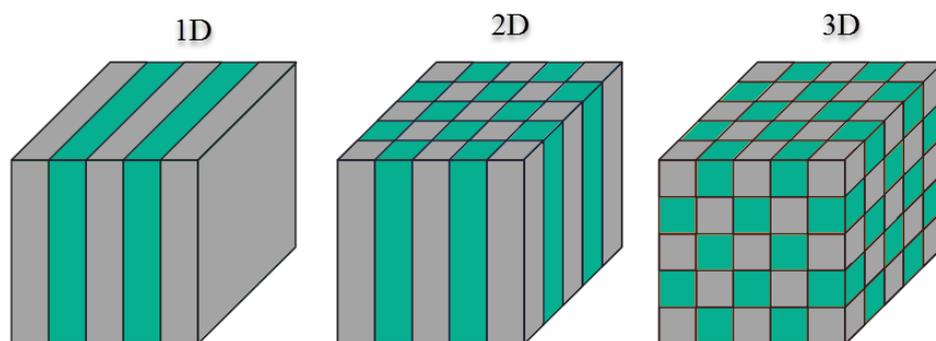


Figure 1.1 : Représentation schématique simple de différentes classes des cristaux photoniques 1D, 2D et 3D. Les matériaux avec différentes constantes diélectriques ont été représentés avec différentes couleurs.

Les CPs sont aussi présents sous plusieurs formes à l'état naturel, biologique (beaucoup d'insectes, d'oiseaux, d'animaux marins, et de plantes) [6-12] et minéral (l'opale est l'exemple le plus connu) [13]. La Figure 1.2 montre un exemples de CPs naturels biologique (animales et végétales) et minéral. Avec (a) Image optique de la face inférieure des écailles

individuelles, de ce côté, les échelles présentent une forte irisation [6], (b) Image couleur réelle de l'irisation bleue d'une aile du papillon *Morpho rhetenor* [7], (c) Images par microscopie électronique à transmission (TEM) montrant des coupes transversales à l'échelle des ailes de *Morpho rhetenor* [7], (d) L'animal intact avec les élytres noires où de nombreuses fosses sont cloutées d'écailles jaune-vert. Barre d'échelle, 1 cm [8], (e) Une plume de tête masculine du canard colvert, *Anas platyrhynchos*, barre d'échelle, 2 mm [10], (f) Image de cténoptère sous une illumination intense. Les peignes qui servent la locomotion reflètent une large gamme de couleurs [11], (g) Photographie d'un juvénile *Selaginella willdenowii* partir [12], (h) opale naturelle [13].

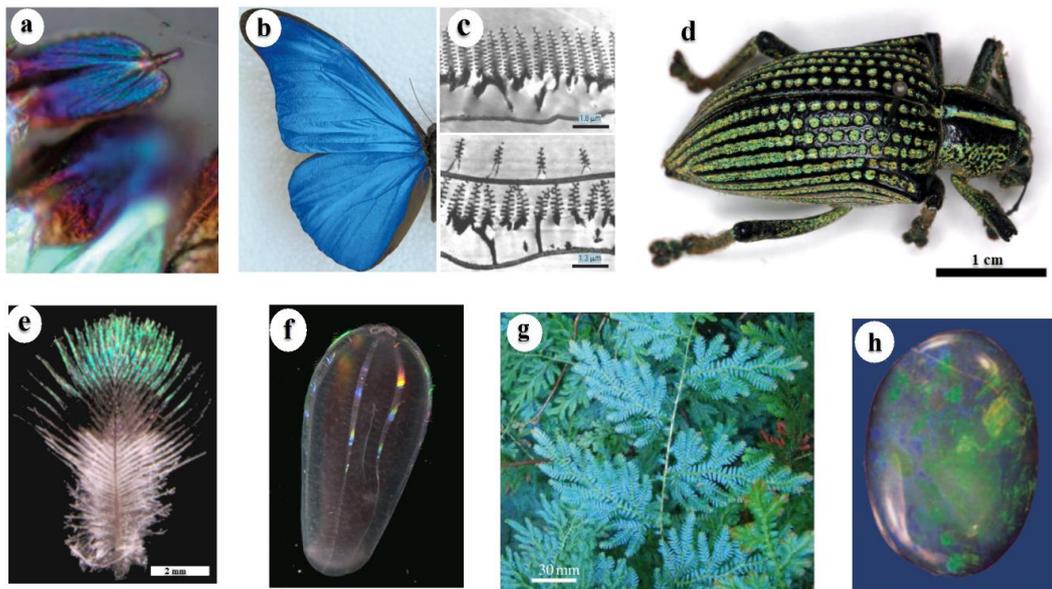


Figure 1.2 : Exemples de cristaux photoniques naturels biologiques (animaux et végétaux) et minéral [6-13].

1.2 Notions de base sur la théorie des structures à BIP

1.2.1 Analogie électron photon

Le concept de cristal photonique est né de l'analogie entre les matériaux à bandes interdites photoniques et des matériaux à bandes interdites électroniques : de la même manière que la périodicité du cristal solide impose les bandes d'énergie et les propriétés de conduction de ses électrons, une structuration périodique des matériaux optiques à l'échelle de la longueur d'onde permet de contrôler les énergies et les flux de photons en leur sein. Cette analogie électron photon peut être explicitée simplement par le lien de parenté existant entre les équations de Maxwell utilisées pour décrire les ondes électromagnétiques et l'équation de Schrödinger utilisée pour traiter les fonctions d'onde électronique. Ainsi, par exemple en omettant la fonction de spin, on observe de grandes similitudes entre l'équation d'une onde électromagnétique harmonique dans un milieu diélectrique sans perte (voir l'équation (1.1)) qui s'applique ici au champ électrique E , et l'équation de la fonction d'onde d'un électron de masse m dans le potentiel V (voir l'équation (1.2)) [14] :

$$\nabla \times [\nabla \times E(r)] = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(r) E(r) \quad (1.1)$$

$$\nabla^2 \Psi(r) = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \Psi(r) \quad (1.2)$$

La différence entre les photons et les électrons tient à la nature vectorielle ou scalaire respectivement de l'équation d'onde, et à une statistique différente de l'occupation des états d'énergie.

Une comparaison rapide entre les deux équations montre que la permittivité diélectrique relative $\varepsilon_r(r)$ joue dans l'équation (1.1) un rôle analogue au potentiel $V(r)$ dans l'équation (1.2), autrement dit, une variation périodique de $\varepsilon_r(r)$ pourra donc conduire à l'apparition de bandes photoniques interdites pour les photons dans des domaines de fréquences ω (ou à des longueurs d'onde λ) pour lesquels la lumière ne pourra pas se propager dans la structure. N'étant pas non plus absorbée, cette lumière sera réfléchie.

L'analogie électron-photon peut aussi être envisagée au delà de la notion de bande interdite. En effet, par exemple, si l'on considère un guide d'onde planaire consistant en une couche de permittivité ε_1 , placée entre deux couches de confinement semi-infinies de permittivité $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$. Ce système peut être comparé par analogie à un puits de potentiel V_1 placé entre deux barrières de potentiels V_2 telles que $V_2 > V_1$. Ainsi, pour une constante de propagation donnée de la lumière, supérieure à $\varepsilon_2 \frac{\omega}{c}$, dans un plan du guide, il peut exister des modes de propagation guidés à des fréquences discrètes, comme il existe des niveaux électroniques à des énergies discrètes dans les puits de potentiels.

Bien entendu, cette analogie, bien qu'ayant permis de prévoir de nombreux effets de matériaux à bande photonique interdite, ne peut servir de modélisation, puisqu'elle ne prend pas en compte la nature vectorielle de l'onde électromagnétique. Pour aller plus loin dans l'exploitation de tels matériaux, il a donc fallu développer des outils numériques permettant de prévoir avec précision les propriétés des CPs, qui doivent prendre en compte les lois fondamentales de l'électromagnétisme.

1.2.2 Réseaux directs et réciproques

Une propriété des systèmes périodiques nous permet d'exprimer une fonction périodique $f(\vec{r})$ en terme de maillage. Un maillage est défini par un ensemble de points discrets dans l'espace qui se répètent périodiquement. Par définition, il existe des vecteurs \vec{a}_1 , \vec{a}_2 et \vec{a}_3 tel que pour tout vecteur de la maille \vec{r} du maillage :

$$\vec{r} = k\vec{a}_1 + l\vec{a}_2 + m\vec{a}_3 \quad (1.3)$$

avec k , l et m étant des entiers.

\vec{a}_1 , \vec{a}_2 et \vec{a}_3 sont des vecteurs de base du réseau en 1 ou 2 dimensions, 1 ou 2 vecteurs suffisent à décrire la maille.

On associe à ce maillage un maillage réciproque. Les vecteurs de ce réseau réciproque sont définis par les équations (1.4).

$$\begin{aligned}\vec{G}_1 &= 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \\ \vec{G}_2 &= 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \\ \vec{G}_3 &= 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3}\end{aligned}\quad (1.4)$$

Où, les vecteurs \vec{G}_j sont appelés les vecteurs de réseau réciproque primitifs.

Le réseau direct et le réseau réciproque sont reliés par l'équation (1.5)

$$\vec{a}_i \cdot \vec{G}_j = 2\pi\delta_{ij} \text{ avec } \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j; \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases} \quad (1.5)$$

Par définition, les vecteurs définissant le réseau direct et réciproque sont inverses l'un de l'autre. Ainsi, puisque les vecteurs du réseau direct ont la dimension d'une longueur, ceux du réseau réciproque ont la dimension de l'inverse d'une longueur. Dans notre cas, les vecteurs du réseau réciproque fournissent donc une base naturelle pour les vecteurs d'onde optique qui joueront un rôle prépondérant dans la théorie des bandes interdites photoniques.

1.2.3 Première zone de Brillouin

La première zone de Brillouin est la cellule élémentaire de l'espace réciproque où les points sont les plus proches de l'origine que tous les autres points du réseau périodique. Les Figures 1.3, 1.4 et 1.5 présentent plusieurs exemples de CPs et les zones de Brillouin correspondantes, pour des cas 1D (réseau) et 2D (cristal planaire à maille carrée ou triangulaire).

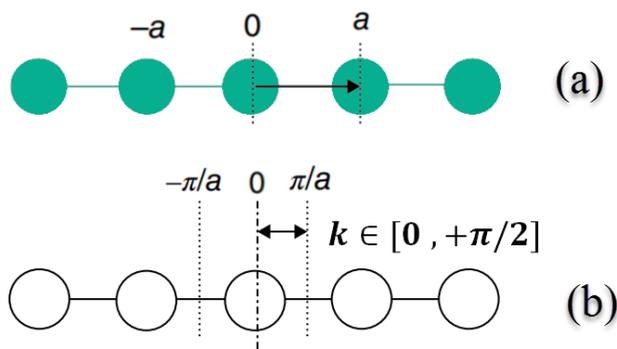


Figure 1.3 : Réseau périodique 1D: **(a)** points de réseau dans l'espace réel. **(b)** La première zone de Brillouin est définies par l'intervalle $[-\pi/a, +\pi/a]$ et la première zone de Brillouin irréductible est définies par l'intervalle $[0, +\pi/a]$.

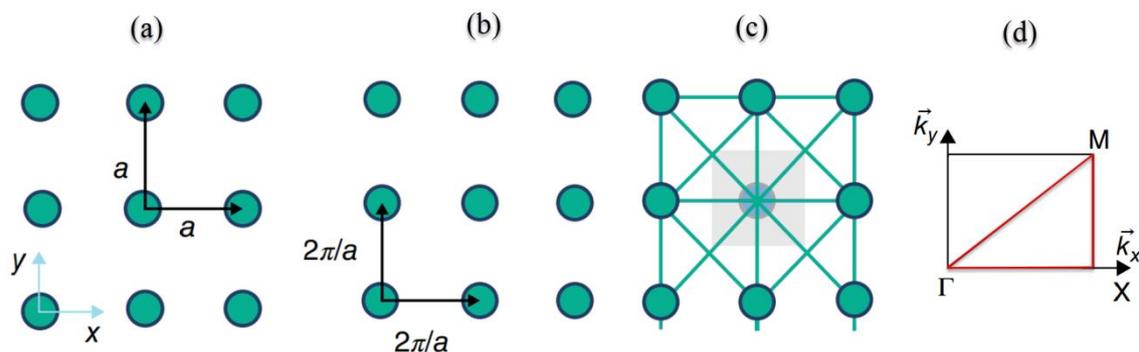


Figure 1.4 : Réseau périodique 2D - Réseau carré: (a) points de réseau dans l'espace réel; (b) réseau réciproque; (c) la première zone de Brillouin, la zone grise centrée sur l'origine, et (d) la première zone de Brillouin irréductible.

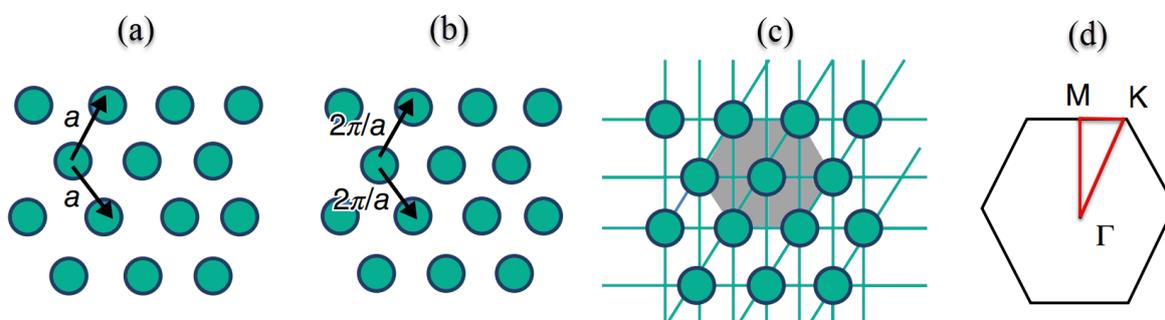


Figure 1.5 : Réseau périodique 2D - Réseau triangulaire: (a) points de réseau dans l'espace réel; (b) réseau réciproque; (c) la première zone de Brillouin, la zone grise centrée sur l'origine, et (d) la première zone de Brillouin irréductible.

Comme on peut le remarquer sur ces Figures (1.3, 1.4, 1.5), dans les cas 1D et 2D, la première zone de Brillouin s'obtient en traçant les médiatrices des segments joignant l'origine des nœuds les plus proches du réseau réciproque. À partir de ce domaine ainsi délimité, il est possible de couvrir tout l'espace en faisant des translations d'un vecteur \vec{G} (vecteur du réseau réciproque). Il suffit donc de faire évoluer \vec{k} dans ce domaine pour représenter l'ensemble des courbes de dispersion du cristal. Ce domaine peut encore être réduit en considérant les symétries du cristal.

Prenons l'exemple du réseau périodique 1D (Figure 1.3), du période a et $\vec{G}_1 = 2\pi/a$. Dans ce cas, la première zone de Brillouin est l'intervalle $[-\pi/a, +\pi/a]$. Mais on peut remarquer que si une onde de vecteur \vec{k} et de fréquence ω est solution du problème, tous les autres vecteurs d'onde sont égaux à certains points de la zone à l'aide de la translation par un multiple de \vec{G}_1 . la symétrie du système nous dit que l'onde se propageant en sens opposé, du vecteur $-\vec{k}$, l'est aussi. On peut donc restreindre l'étude à un intervalle $[0, +\pi/a]$, que l'on nomme "zone de Brillouin irréductible".

De même, prenons l'exemple du Réseau périodique 2D (Figures 1.4 et 1.5), avec leurs zones de Brillouin correspondantes. On peut voir à partir des figures que l'on peut construire la zone de Brillouin et la zone de Brillouin irréductible en dessinant des plans de bissection perpendiculaires de chaque vecteur de réseau joignant l'origine aux sommets les plus proches du réseau réciproque. Chaque bissectrice divise l'espace réciproque en deux demi-espaces, l'origine étant contenue dans l'un de ces demi-espaces. Ensuite, la première zone de Brillouin est définie comme l'intersection de tous les demi-espaces qui contiennent l'origine. La cellule ainsi formée est connue des physiciens sous le nom de cellule primitive *Wigner-Seits* (WS) [15]. Le triangle, représenté sur la Figure 1.4, constitue la première zone de Brillouin irréductible du réseau carré, qui est la première zone de Brillouin réduite par toutes les symétries du groupe ponctuel du réseau. De plus, on peut démontrer que la première zone de Brillouin irréductible du réseau triangulaire est la moitié d'un triangle équilatéral avec les sommets Γ , K et M comme le montre la Figure 1.5. Ici encore, on suppose qu'il suffit de laisser le vecteur d'onde \vec{k} décrire les bords de la première zone de Brillouin irréductible suivant les directions $K\Gamma$, ΓM et MK pour atteindre l'extrémité de $w(\vec{k})$ qui nous intéresse.

1.2.4 Modes de Bloch

Les modes propres, solutions des équations de Maxwell d'un milieu périodique, doivent posséder, comme ce dernier, des propriétés de symétrie de transition périodique discrète. Le théorème de Bloch énonce que les modes propres d'un tel milieu, ou modes de Bloch, peuvent s'écrire comme suit :

$$\begin{aligned} H_k(r) &= e^{i(k \cdot r)} u_k(r) \\ u_k(r) &= u_k(r+a) \end{aligned} \quad (1.6)$$

où $u_k(r)$ peut s'écrire, décomposé en séries de Fourier :

$$u_k(r) = \sum_m c_{k,m} e^{imbr} \quad (1.7)$$

avec $b = \frac{2\pi}{a}$ le vecteur de base du réseau dit réciproque.

Les propriétés essentielles des modes de Bloch sont:

– deux modes de Bloch dont les vecteurs k diffèrent de la valeur $m \frac{2\pi}{a}$ sont équivalents :

c'est là la représentation mathématique du processus de diffraction. En conséquence, les courbes qui traduisent la relation de dispersion $\omega(k)$ peuvent être décrites dans ce qu'il convenu d'appeler en Physique du Solide "la première zone de Brillouin", en Physique du Solide correspondant à la condition suivante $-\frac{\pi}{a} \leq k \leq \frac{\pi}{a}$.

– la réalité physique des processus de diffraction induits par la structure périodique du cristal photonique est également recélée par les composantes de Fourier. Nous verrons qu'elles contiennent aussi l'information sur les possibilités de couplage diffractif du mode avec d'autres modes ainsi que de quantité du rayonnement, dans le cas de couplage avec le continuum rayonné.

1.2.5 Relation de dispersion

A partir du calcul des modes optiques propres, les caractéristiques optiques d'un milieu périodique peuvent être obtenues dans le cas où la longueur d'onde est proportionnelle au période. Les modes propres sont des solutions de l'équation de propagation obtenue après la manipulation des équations de Maxwell.

Pour un milieu diélectrique linéaire, non magnétique, sans charges et sans courant, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\vec{\nabla}(\varepsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \quad (1.8)$$

$$\vec{\nabla} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.9)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1.10)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1.11)$$

A partir de ces deux dernières équations, on obtient les équations de propagation suivantes pour le champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et le champ magnétique $\vec{H}(\vec{r}, t)$:

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (1.12)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t)) = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (1.13)$$

Le développement en ondes planes permet de trouver des expressions sous la forme (modes harmoniques de pulsation ω):

$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{i\omega t}$, $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{i\omega t}$, de longueur d'onde dans le vide $\lambda = 2\pi c/\omega$ et dont le vecteur d'onde \vec{k} est défini de telle sorte que lorsque le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ soit direct et que $k^2 = n^2 \omega^2 / c^2$ où c étant la vitesse de la lumière dans le vide et n étant défini à partir de la relation $n^2 = \varepsilon_r(\vec{r})$. Les équations de Maxwell étant linéaires, il est possible, de construire toute solution du problème à partir d'une combinaison linéaire d'éléments de cette base de

solutions harmoniques en utilisant l'analyse de Fourier. Dans cette représentation mathématiques, les vecteurs $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ sont des grandeurs physiques représentées sous la forme complexe dont leurs parties réelles traduisent le champ physique. Alors, la résolution du problème se réduit aux deux équations suivantes :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (1.14)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (1.15)$$

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

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i\vec{k}\vec{r}} e^{-i\omega t} \quad (1.16)$$

- Dans le cas où la permittivité diélectrique $\varepsilon(\vec{r})$ est périodique telle que $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{a})$ où \vec{a} est un vecteur du réseau réel, le théorème de Bloch nous indique que les champs \vec{E} et \vec{H} peuvent s'écrire sous la forme d'un produit d'une onde plane par une expression périodique

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} e^{-i\omega t} \quad (1.17)$$

avec, $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{a})$ qui est également périodique dont la période est \vec{a} . La relation de dispersion $\omega(\vec{k})$ entre le vecteur d'onde \vec{k} et la pulsation ω dans ce cas n'est plus aussi simple que dans le cas d'un milieu homogène. On peut alors la calculer numériquement ainsi que le vecteur $\vec{u}(\vec{r})$.

La relation de dispersion $\vec{k} = \vec{k}(\omega)$ relie le vecteur d'onde \vec{k} ou constante de propagation k d'un mode donné à la pulsation ω . Elle est caractéristique du milieu dans lequel se propage l'onde et offre une description théorique sur la propagation de la lumière.

la relation $\omega = \omega(\vec{k}) = c |\vec{k}| / n$ pour un milieu homogène et isotrope d'indice de réfraction n peut être calculée en inversant la relation de dispersion. Ainsi, nous trouvons une solution différente pour chaque valeur de \vec{k} . Pour des valeurs de \vec{k} suffisamment grandes, le système supporte dans ce cas plusieurs modes et nous trouverons également plusieurs solutions ω_i pour chaque valeur de \vec{k} .

Pour des systèmes périodiques comme les CPs, ainsi que les milieux à permittivité périodique telle que $\varepsilon(r) = \varepsilon(r + a)$, la relation de dispersion est aussi périodique et s'écrit $\omega(k) = \omega(k + 2\pi/a)$. Elle est de plus symétrique et on a alors : $\omega(k) = \omega(-k)$. Les relations de dispersion des CPs sont souvent représentées sur une demi-période en vecteur d'onde k . La Figure 1.6 illustre ces propriétés par le biais de la relation de dispersion d'un milieu homogène considéré comme périodique.

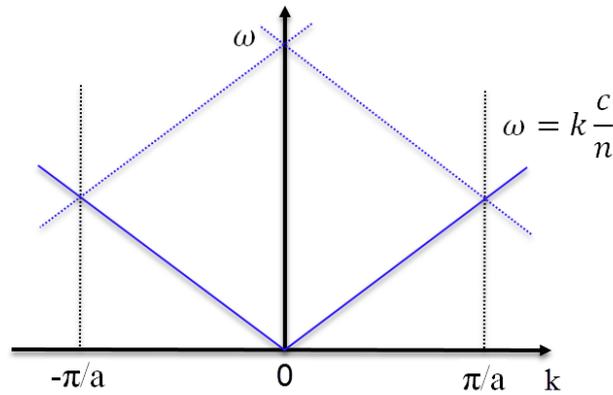


Figure 1.6 : Relation de dispersion d'un milieu homogène monodimensionnel artificiellement périodique de période "a". La structure de bandes est périodique de période "2π/a".

1.2.6 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 : $\Phi(x, t) = \omega t - k_0 x + \Phi_0$, la vitesse de phase est donc :

$$V_\varphi = \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\omega}{k_0} \quad (1.18)$$

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 :

$$V_g = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)_{k=k_0} \quad (1.19)$$

Et $\omega = k \cdot V_\varphi$, et on aboutit à la formule de Rayleigh :

$$V_g = V_\varphi - \lambda \frac{\partial V_\varphi}{\partial \lambda} \quad (1.20)$$

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 (1.20) on réalise que la vitesse de groupe peut être positive ou négative.

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

$$\vec{V}_g = \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{k}}(\omega) \quad (1.21)$$

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

1.2.7 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 :

$$n_\varphi = \frac{c}{V_\varphi} \text{ et } n_g = \frac{c}{V_g} \approx n_\varphi - \lambda \frac{\partial n_\varphi}{\partial \lambda} \quad (1.22)$$

Les diagrammes de dispersion fournissent les relations $\omega(k)$ 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 (1.18), (1.19) et (1.22).

1.3 Cristaux photoniques unidimensionnels (1D)

Les cristaux photoniques unidimensionnels (CP-1D) aussi appelé 'réseau de Bragg' possèdent la périodicité diélectrique dans une seule direction de l'espace (par exemple dans la direction de l'axe Z). Des CP-1D peuvent être construits en plaçant alternativement une couche diélectrique avec un indice de réfraction ϵ_1 de grande valeur et une couche diélectrique avec un indice de réfraction ϵ_2 de faible valeur. La structure schématique d'un cristal photonique unidimensionnel est représentée sur la Figure 1.7.

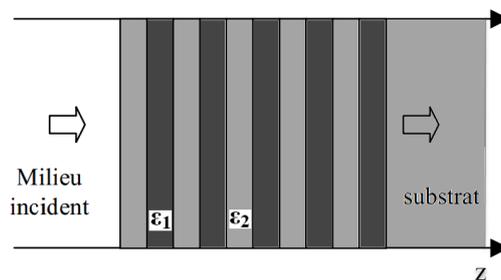


Figure 1.7 : Représentation schématique d'un cristal photonique unidimensionnel (1D) : la propagation est normale au plan des couches.

Dans le cas d'une onde électromagnétique incidente le long de la direction perpendiculaire au plan des couches diélectriques, les états de propagation de l'onde électromagnétique seront contrôlés par l'effet de BIP. Les CP-1D possèdent la configuration de plusieurs couches diélectriques pour lesquelles l'effet de BIP d'un CP-1D provient de la forte diffusion multiple

dans les interfaces entre les couches à fortes indice de réfraction et les couches à faible indice de réfraction. Lorsque l'onde électromagnétique verra une distribution homogène de la fonction diélectrique, elle est incidente dans la direction parallèle au plan des couches diélectriques. Les CP-1D ne peuvent pas assurer le confinement complet et le contrôle des photons dans les trois dimensions et dans toutes les directions. Il n'existe pas d'effet de BIP pouvant influencer le processus de propagation de l'onde électromagnétique dans cette direction.

Les propriétés principales de la BIP des CP-1D sont principalement calculées par les paramètres suivants:

- L'épaisseur de deux couches diélectriques,
- La constante de réseau,
- Le contraste d'indice de réfraction de couches diélectriques haut et bas.

Les propriétés de dispersion des matériaux diélectriques ont une influence importante sur l'effet de BIP des CP-1D.

1.3.1 Réseaux de Bragg et ouverture d'une bande interdite photonique

Considérons un miroir constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 et de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$). Les réseaux de Bragg sont des empilements de couches de matériaux diélectriques de différentes permittivités. La période spatiale de l'empilement est $a = a_1 + a_2$ (Figure 1.8 (a)). Lorsque on considère une onde plane qui se propage avec un vecteur \vec{k} à incidence normale aux couches, l'onde est partiellement réfléchi à chaque cellule du réseau direct. Pour deux ondes réfléchies successivement, elles font un déphasage entre eux de $2ka$ et Les ondes réfléchies n'interfèrent pas constructivement lorsque le déphasage $2ka$ est différent de l'angle 2π . Au bord de zone de Brillouin dans le cas particulier $n_1 a_1 + n_2 a_2 = \lambda_B/2$, avec, $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$, $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$ sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques et λ_B la longueur d'onde de Bragg, le vecteur d'onde \vec{k} se rapproche de la valeur π/a et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. Dans ces conditions, l'onde incidente de vecteur \vec{k} donne naissance à une onde réfléchi de vecteur $-\vec{k}$. 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 et cette levée de dégénérescence ouvre une bande interdite en fréquence pour la propagation de l'onde dans la direction normale à l'empilement des couches. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ($n_1 a_1 = n_2 a_2$), la largeur $\Delta\omega$ de la bande interdite peut être déterminée à l'incidence normale par [16] :

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (1.23)$$

La largeur de la bande interdite est d'autant plus faible que le contraste d'indice diminue mais en bord de la première zone de Brillouin les modes optiques propres de la structure sont

stationnaires et l'énergie électromagnétique du mode d'énergie ω_1 se concentre dans la couche de haute indice. L'énergie électromagnétique du mode d'énergie ω_2 se concentre dans la couche de bas indice et pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont respectivement appelées : bande d'air et bande diélectrique.

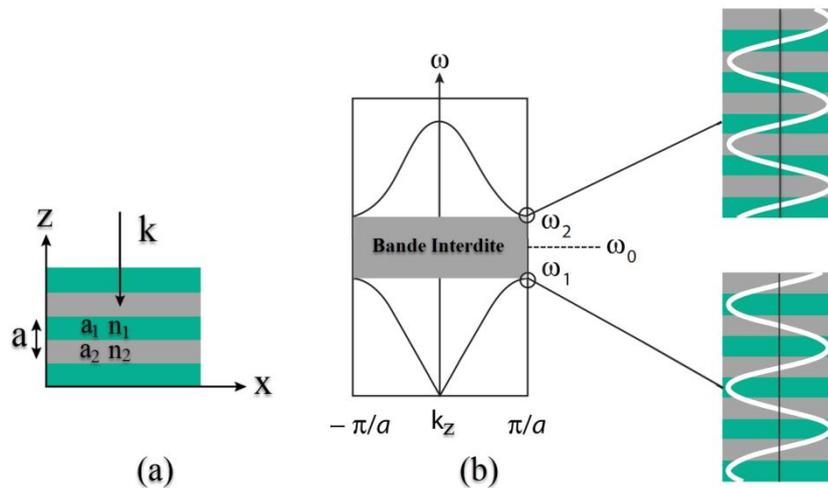


Figure 1.8: (a) Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de plusieurs alternances de 2 types de couches de matériaux d'indices différents n_1 et n_2 . (b) Relation de dispersion d'un miroir de Bragg à incidence normale. Une bande interdite apparaît entre les fréquences ω_1 et ω_2 (en bord de zone de Brillouin).

1.3.2 Largeur de la bande interdite photonique

La largeur de la BIP dépend du contraste d'indice de réfraction des deux couches diélectrique de sorte que lorsque ce contraste est faible, la largeur du BIP est faible (Figure 1.9 (b)) et au contraire plus le contraste est grand, plus la largeur du BIP est grande (Figure 1.9 (c)).

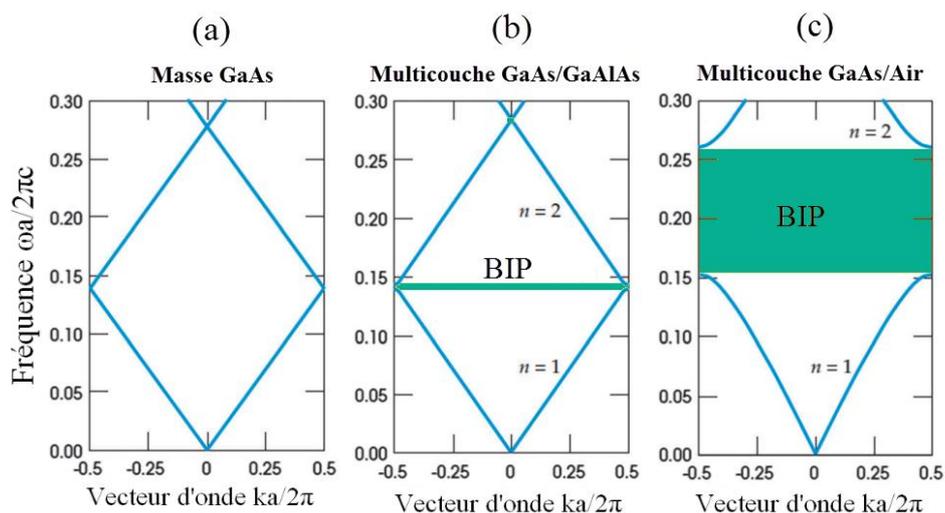


Figure 1.9 : Dépendance de la BIP au contraste d'indice de réfraction calculée pour trois films multicouches différents avec des couches de $0.5a$ de largeur (a est la période de structure). (a) la constante diélectrique est la même pour chaque couche $\varepsilon = 13$. (b) alternent de couches entre un matériau de constante diélectrique $\varepsilon_1 = 13$ et $\varepsilon_2 = 12$. (c) le plus large BIP pour le plus grand contraste avec des couches alternées de constante diélectrique $\varepsilon_1 = 13$ et $\varepsilon_2 = 12$

[17].

1.4 Cristaux photoniques tridimensionnels (3D)

Les cristaux photoniques tridimensionnels (CP-3D) ont une périodicité diélectrique dans toutes directions indépendantes et de fait que la fonction diélectrique du CP-3D est distribuée d'une manière périodique dans trois directions X , Y , et Z , il y a la possibilité qu'une onde électromagnétique suive du contrôle de l'effet de BIP lorsqu'elle est incidente dans n'importe quelle direction. Ainsi, lorsque le contraste de constante diélectrique est suffisamment élevé, on trouve que la BIP complète peut être atteinte dans ce type de CPs. L'onde électromagnétique qui se propageant dans le CP-3D est contrôlée par la BIP, peu importe vers quelle direction elle se propage. En effet, les états de propagation de l'onde électromagnétique peuvent être entièrement adaptés en utilisant un CP-3D dans toutes les trois dimensions mais pour les CP-1D et 2D, le CP-3D a des configurations cristallines très diverses.

Il y a nombreuses méthodes pour la fabrication de structures 3D comme la lithographie par holographie [18], par rayons X [19], et l'auto-clonage [20] où ces deux dernier ont attiré le plus d'efforts de recherche.

1.4.1 Structures “Tas de bois”

Les structures 3D sont généralement obtenues en déposant par couches successives des rubans de silicium poly-cristallin dans des tranchées de silice et après avoir bâti la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D Si/air avec un contraste d'indice suffisant pour créer la bande d'énergies interdites [21] (Figure 1.10 (a)). Il y a des CPs semblables qui ont été fabriqués sur GaAs par Noda *et al.* [22] par un procédé de fusion/élimination (Figure 1.10 (b)). Cependant, cette technique utilise des technologies standards de fabrication des semi-conducteurs et permet l'introduction déterministe de défauts dans les CPs.

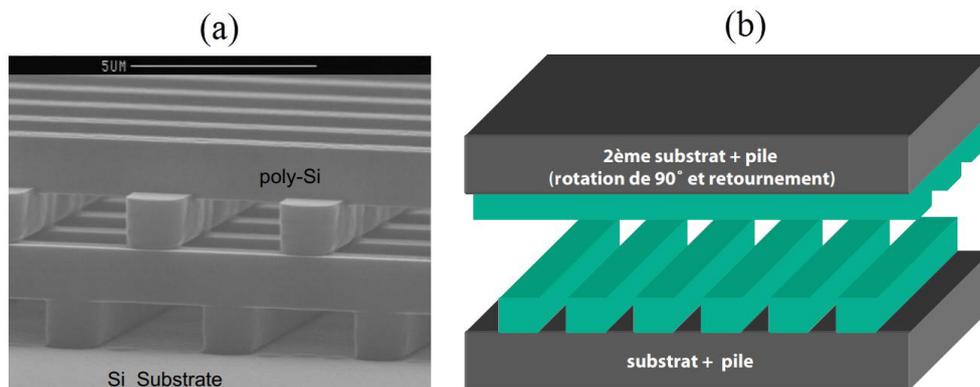


Figure 1.10 : Structures tas de bois. (a) Image MEB d'une structure fabriquée par lithographie UV dans du silicium [21]. (b) La même structure peut aussi être fabriquée sur GaAs par un procédé de fusion/élimination du substrat [22].

1.4.2 Structures “Opales”

Les structures Opales forment une famille originale de CP-3D dont elles sont obtenues par voie chimique directement par auto-organisation et constituent une alternative bon marché aux structures obtenues par micro-lithographie. La première structure de ce type a été obtenue par sédimentation de sphères de silice (SiO_2) en solution: la gravité arrange ces sphères

suivant un réseau cubique à faces centrées [23]. Dans les premières opales, le nombre important de défauts a été réduit grâce à la technique de croissance auto-organisée proposée par Y.A. Vlasov [24] (Figure 1.11) dont le réseau cfc de sphères ne présente pas de bandes d'énergies interdites contrairement à sa structure inverse. La structure Opale inverse est obtenue en infiltrant un matériau de haut indice dans les interstices qui séparent les sphères dans lesquelles ces dernières sont dissoutes par voie chimique pour aboutir à la structure de sphères d'air dans une matrice avec un indice de haute valeur.

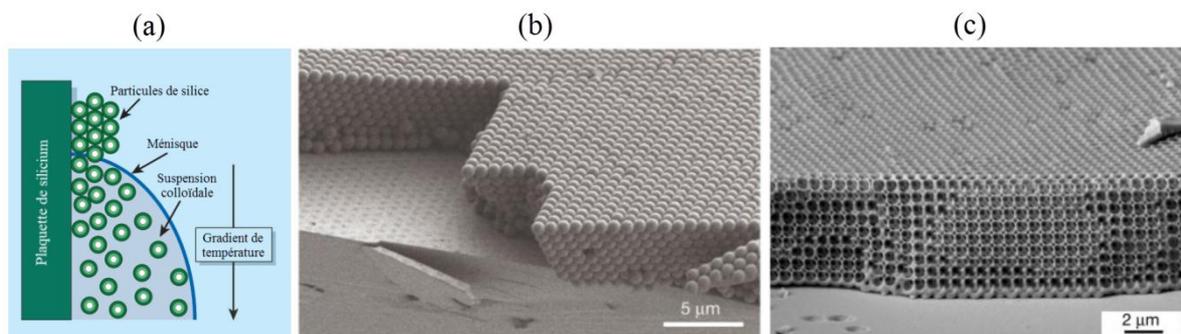


Figure 1.11 : Fabrication d'opales inversées sur substrat silicium par auto-organisation: **(a)** Les sphères de SiO_2 sont forcées de s'ordonner à la surface d'un substrat de silicium lorsque le ménisque se déplace vers le bas lors de l'évaporation du solvant. Un gradient de température empêche une sédimentation non désirée de particules [23]. **(b)** Structure opale plane assemblée à partir de sphères de diamètre 855 nm directement sur un substrat silicium [24]. **(c)** La structure opale est d'abord infiltrée avec du silicium, puis les sphères de SiO_2 sont retirées par gravure humide [24].

1.5 Cristaux photoniques bidimensionnels (2D)

Les cristaux photoniques bidimensionnels (CP-2D) possèdent une périodicité diélectrique dans deux directions indépendantes de l'espace (par exemple les directions axiales Y et Z). Ce type de cristaux ont deux types de configurations: le type diélectrique-tige (où des tiges diélectriques sont placés dans l'air ou encore dans un autre diélectrique avec un indice différent), et le cristal photonique de type trous d'air (trous percés dans un diélectrique). Les CP-2D peuvent présenter une bande interdite dans toutes les directions du plan de périodicité de l'indice (y,z). Cette caractéristique permet un contrôle spatial des photons dans ce plan.

La structure schématique d'un CP-2D est illustrée sur la Figure 1.12 (a). Les CP-2D de type tiges-diélectrique sont construits par des réseaux périodiques de tiges diélectriques avec un indice de réfraction de valeur élevée et incorporé dans le matériau de fond avec un faible indice de réfraction. Les états de propagation de l'onde électromagnétique seront contrôlés par l'effet de BIP provenant de la diffusion multiple forte et des interférences dans l'interface entre les tiges diélectriques et le matériau de fond de faible indice de réfraction lorsqu'une onde est incidente le long du plan perpendiculaire aux tiges diélectriques. La fonction diélectrique du cristal photonique est répartie périodiquement dans la direction perpendiculaire à l'axe des tiges diélectriques. Et l'onde incidente verra une distribution homogène de la fonction diélectrique lorsqu'elle est incidente dans la direction parallèle aux tiges diélectriques. Ainsi,

l'effet de BIP susceptible d'influencer le processus de propagation de l'onde. Des réseaux périodiques de trous d'air cylindriques noyés dans un matériau de fond ayant un indice de réfraction élevé peuvent construire des CP-2D de type trous d'air, comme il est montré dans la Figure 1.12 (b).

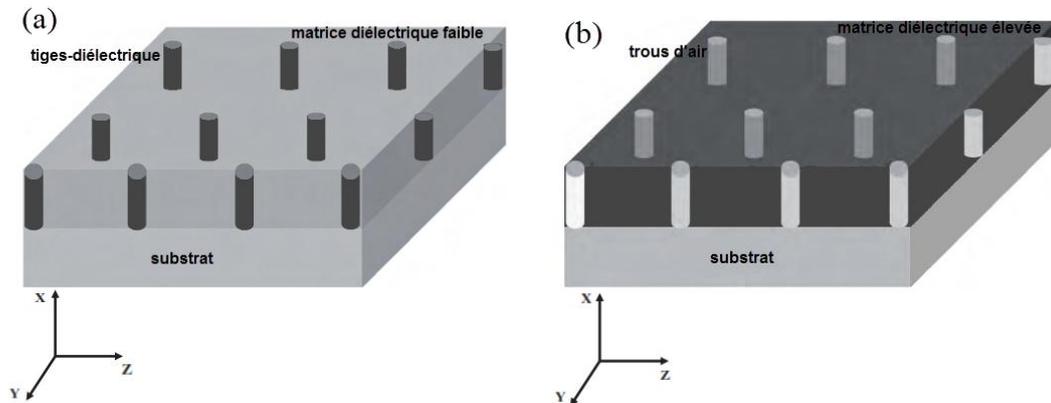


Figure 1.12 : Structure schématique du cristal photonique bidimensionnel (2D), (a) type tige-diélectrique, (b) type trous d'air.

Les CP-2D se regroupent principalement suivant trois types de mailles : le réseau carré, le réseau triangulaire (ou hexagonal) et le réseau graphite (voir Figure 1.13).

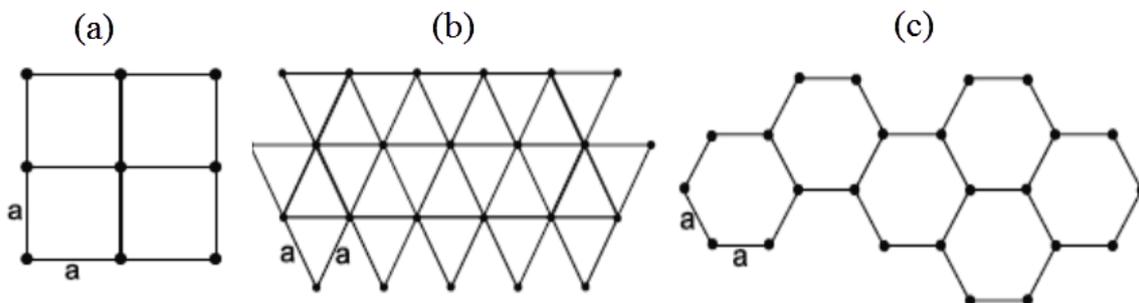


Figure 1.13: Structures de mailles des cristaux photoniques bidimensionnels les plus communément répandues: (a) réseau carré, (b) réseau triangulaire (ou hexagonal) et (c) réseau graphite.

Les propriétés de la BIP d'un CP-2D sont principalement calculées par les paramètres structurels du cristal photonique à savoir, la structure du défaut, les propriétés de dispersion des matériaux diélectriques et le contraste de l'indice de réfraction entre matériau diélectrique élevé et matériau diélectrique faible,.

1.5.1 Loi d'échelle

Supposons un cristal B créé à l'aide d'un cristal A par multiplication de ses dimensions par un facteur s réel. Le cristal photonique répond à une loi d'échelle qui simplifie leur étude [25] et les propriétés optiques du cristal B peuvent être obtenues à partir de celle du cristal A par la transformation λ vers $s\lambda$. Les relations de dispersion des CPs sont ainsi déterminées en unités normalisées par la période du réseau réel a avec la fréquence ω_r et vecteur d'onde k_r

normalisés. En considérant c la célérité de la lumière dans le vide, ω et k la pulsation et le vecteur d'onde, on obtient :

$$\omega_r = \omega \frac{a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} \quad (1.24)$$

$$k_r = k \frac{a}{2\pi} \quad (1.25)$$

1.5.2 Diagramme de bandes

Le diagramme de bande est représenté en unités réduites. 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 la première zone de Brillouin. Cette représentation est constituée de trois sections transversales choisies de la surface fréquentielle dans l'espace réticulaire réciproque. En effet, la longueur d'onde soit modifiée dans les mêmes proportions car loi d'échelle permet de transposer les propriétés des CPs à tous les domaines de fréquences pourvu que la période.

Suivant la polarisation des ondes, Transverse Electric TE (où le vecteur de champ électrique E est orienté dans le plan de périodicité. Le champ électromagnétique est ainsi ayant les composantes non nul (E_y, H_x, H_z) ou Transverse Magnétique TM (où le vecteur de champ magnétique H est orienté dans le plan de périodicité. Le champ électromagnétique est ainsi ayant les composantes non nul (H_y, E_x, E_z)) (voir Figure 1.14) les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes.

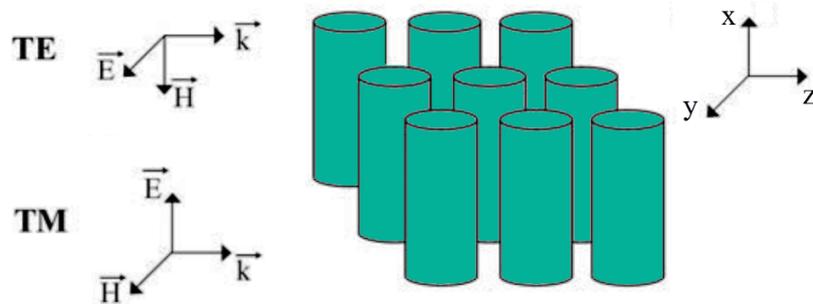


Figure 1.14 : Décomposition du champ électromagnétique dans ses deux polarisation Transverse Électrique (TE) et Transverse Magnétique (TM).

Ils existent deux bande interdite : une bande interdite TE et une bande interdite TM dont l'ouverture de bandes interdites TE est plus favorisée si des zones de fort indice de réfraction sont connectées. Contrairement à ce cas, c'est l'ouverture d'une bande interdite en polarisation TM qui est favorisée [17] si les zones de faible indices de réfraction sont connectées. La bande interdite complète est produite lorsque les bandes interdites photoniques pour les polarisations TE et TM se recouvrent. La Figure 1.15 illustre le diagramme de bande d'une structure à CP-2D particulière d'un réseau triangulaire de trous d'air dont ces derniers sont gravés dans une matrice diélectrique d'indice de réfraction élevé. Dans cette

représentation, les paramètres du cristal tels que le facteur de remplissage des trous et les indices de réfraction, ont été choisis de manière à ce qu'il y ait une bande interdite complète ce qui indique l'existence d'une gamme d'énergies où aucune propagation d'onde n'est disponible.

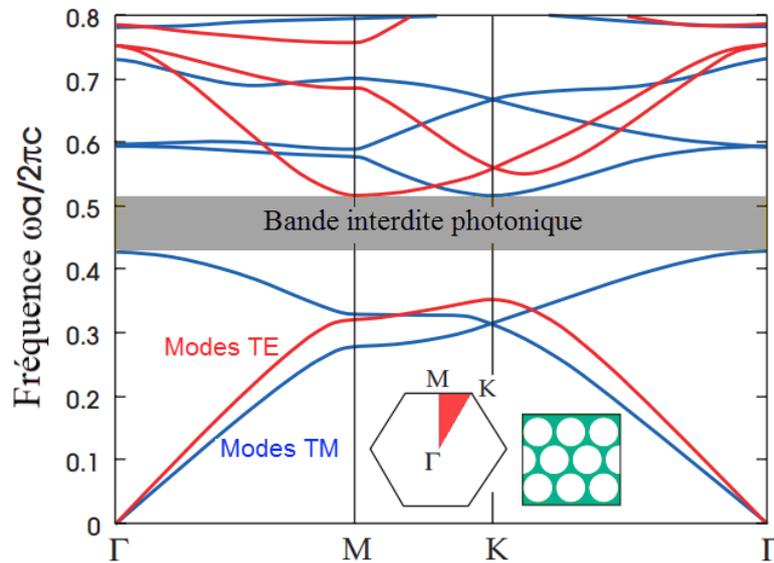


Figure 1.15 : Diagramme de bande photonique pour les modes d'un réseau triangulaire de trous d'air gravés dans un substrat diélectrique. Les lignes bleues représentent les bandes TM et les lignes rouges représentent les bandes TE. L'encart montre les points de symétrie élevés aux coins de la première zone de Brillouin irréductible. Une BIP complète est ouverte [17].

La largeur de la BIP est fonction croissante du taux de couplage entre modes induit par la structuration périodique. Pour réseau périodique de trous dans une matrice diélectrique, le taux de couplage est fonction croissante du facteur de remplissage f en « air » des trous pour autant que ces derniers conservent leur intégrité c'est-à-dire qu'ils restent disjoints. Il en est de même de la BIP comme illustré Figure 1.16, représentant les courbes des bords de bande interdite (laissée en blanc) en fonction de facteur de remplissage f qui est défini comme la fraction de la surface totale du réseau 2D occupée. On utilisera de coordonnées réduites a/λ , dont a représente la période élémentaire du réseau triangulaire, pour l'axe des fréquences ou des énergies [17].

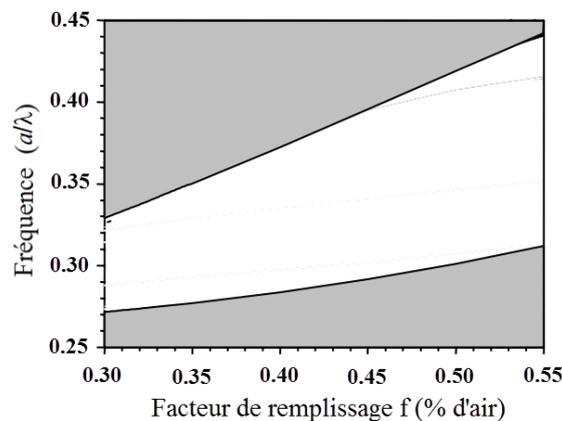


Figure 1.16: Bande interdite photonique en fonction du facteur de remplissage en air des trous [26].

1.5.3 Cartes des bandes interdites

Les cartes des bandes interdites [27-30] sont des outils représentationnels qui montrent par voie graphique, pour une combinaison donnée des indices de réfraction élevé et une forme de réseau donnée et bas d'un cristal photonique à base de deux matériaux différents, les régions du spectre sur lesquelles le phénomène de polarisation a déterminé un comportement de "BIP-complète" se produisent dont la propagation dans n'importe quelle direction rencontre une bande d'arrêt. Le milieu à faible indice impliqué est l'air, tandis que l'autre variable impliquée, pour des piliers à indice élevé dans l'air ou dans le cas des trous circulaires dans un milieu solide à indice élevé, est le rapport entre le rayon du cylindre r et la constante de réseau a , (le rayon normalisé). La définition de ce rapport est importante car il est directement lié au facteur de remplissage. On peut obtenir simultanément les régions où le comportement BIP indépendant de la polarisation pour les deux polarisations TE et TM peuvent alors être identifiées comme les zones de chevauchement caractéristiques beaucoup plus petites entre les régions de BIP pour chaque polarisation différentes. Ce chevauchement est très souhaitable pour certaines applications et comme il est illustré dans la Figure 1.17, il ne se produit pas toujours mais l'autre côté de la médaille, la sélectivité de la polarisation, est clairement aussi potentiellement utile.

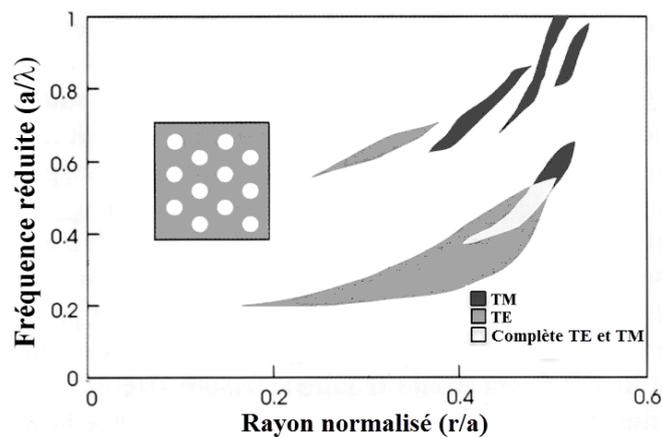


Figure 1.17 : Carte des bandes interdites en polarisation TE et TM d'un cristal photonique bidimensionnel, réseau triangulaire de trous d'air gravé dans une matrice diélectrique d'indice de réfraction $\varepsilon = 11.4$ [31].

En vue d'une application, la carte des bandes interdites est considérée comme très pratique pour décider des paramètres du cristal photonique. Il paraît tentant de travailler avec le gap le plus large possible. Cependant, il n'est pas toujours judicieux de se placer dans une zone de fort facteur de remplissage en air lorsque on a des trous avec un diamètre de valeur importante où le gap est le plus large pour des raisons de fuites hors du plan du cristal et alors dans la pratique, le cristal n'aura pas une hauteur infinie comme c'est le cas ici.

1.5.4 Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires

D'un point de vue pratique, les CP-2D réalisés ont une dimension verticale finie qui possède une épaisseur finie dans la troisième direction de l'espace et non pas infinie comme considérée

dans le cas idéal des cristaux bidimensionnels, ils sont appelés cristaux photoniques bidimensionnels planaires (Figure 1.18). Ces derniers confinent la lumière à cause de la BIP dans le plan et à travers le guidage d'indice par réflexion totale interne dans la direction perpendiculaire. Dans un guide d'onde classique constitué d'une couche guidante de haut indice entourée de couches de bas indice les motifs sont gravés dont les pertes dans la direction verticale sont minimisées. Un grand avantage de telles structures est qu'elles sont des structures quasi-2D qui peuvent être réalisés en utilisant des techniques conventionnelles [32-34].

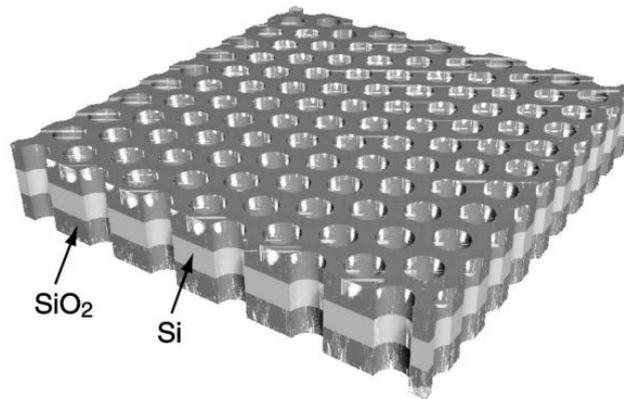


Figure 1.18 : Représentation schématique d'un cristal photonique bidimensionnel planaire fabriquée dans un guide plan de silicium (Si) entre deux couches de silice (SiO_2) [35].

1.5.4.1 Guide d'onde planaire et cône de lumière

Pour obtenir un guidage planaire de la lumière il faut réaliser une couche d'indice optique plus élevée entre deux milieux d'indice plus faible. Le schéma qui représente ce guide est illustré dans la Figure 1.19. Une onde qui se propage dans le guide avec un angle θ suffisamment faible subit, en termes d'optique géométrique, des réflexions totales internes aux interfaces du guide et les ondes réfléchies successivement doivent vérifier une condition d'interférence constructive du fait de l'invariance en translation du guide. Alors, on montre l'existence d'un ensemble discret et fini de valeurs de vecteurs d'onde repésent les modes du guide pour chaque longueur d'onde. En optique ondulatoire, ce calcul peut être réalisé en écrivant les conditions de continuité des champs aux interfaces du guide [36].

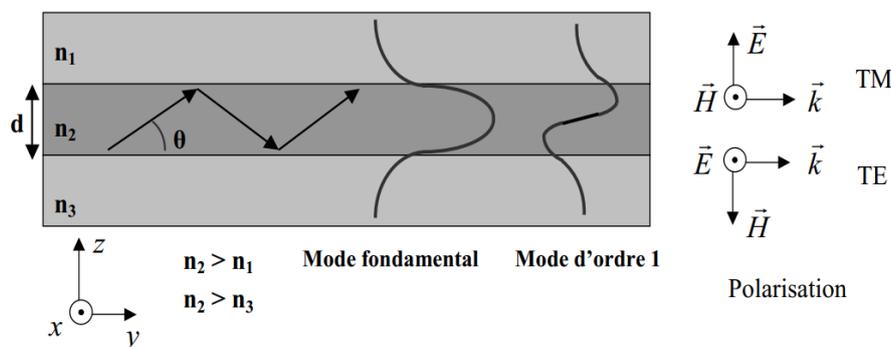


Figure 1.19 : Représentation d'un guide d'onde planaire. La distribution schématique du champ électrique des deux premiers modes est reportée, ainsi que les conventions utilisées pour la polarisation [37].

Les modes du guide se comportent dans la direction du guide, comme des ondes planes de vecteur d'onde $\beta = k_0 \cdot n_{eff}$, avec k_0 est le vecteur d'onde dans le vide et n_{eff} est l'indice effectif du mode. Pour des raisons pratique, nous avons $(n_1, n_3) \leq n_{eff} \leq n_2$. (β est la composante k_y du vecteur d'onde, communément appelée constante de propagation en optique guidée; Alors, dans l'approche géométrique, $n_{eff} = n_2 \cdot \cos(\theta)$). Les courbes de dispersion des premiers modes du guide planaire asymétrique de silicium sur isolant (SOI) sont données à la Figure 1.20. Il apparaît que lorsque l'épaisseur d du guide est grande devant la longueur d'onde, le nombre de modes est élevé et lorsque d est de l'ordre de la longueur d'onde, seuls quelques modes existent. La région d'existence de ceux-ci est délimitée par les deux droites $\omega = c\beta/n_2$ et $\omega = c\beta/n_3$, correspondant à une propagation stricte dans le plan du guide et vers le matériau environnant de plus haut indice. La zone grisée au-dessus de la droite $\omega = c\beta/n_3$ correspond alors au continuum des modes rayonnants, et donc à l'infinité des ondes planes qui peuvent se propager dans les milieux environnants, ou se réfléchir ou traverser la structure.

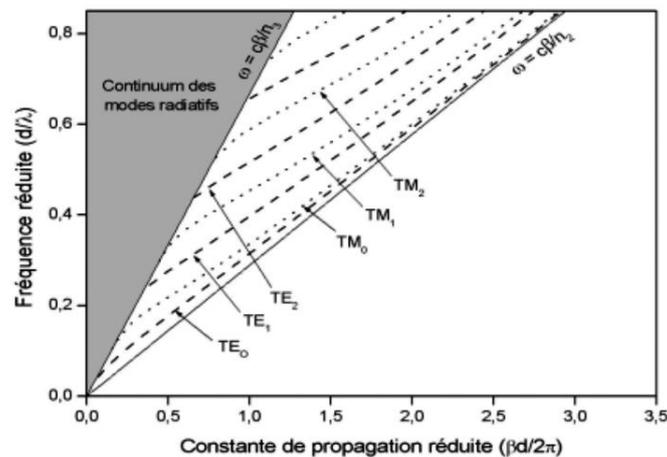


Figure 1.20 : Courbes de dispersion d'un guide planaire asymétrique de silicium sur isolant (SOI), donc tel que $n_1 = 1$ (air), $n_2 = 3,5$ (silicium) et $n_3 = 1,46$ (silice). Les premiers modes guidés sont indiqués par des flèches. Les traits pleins délimitent la zone d'existence des modes guidés [37].

Les modes, en toute rigueur d'un guide d'onde planaire, ne sont pas strictement selon l'une ou l'autre des polarisations TE^{2D} (E_x, H_z) ou TM^{2D} (H_x, E_z) précédemment définies dans le cas d'un milieu bidimensionnel et indiquées sur la Figure 1.19. Il existe tout de même deux catégories séparables de modes où les champs sont respectivement de la forme (E_x, H_y, H_z) et (H_x, E_y, E_z) . Ces deux classes de modes TE et TM sont appelées car les champs électriques et magnétiques restent respectivement transverses à la direction de propagation dans chaque cas. Ces modes sont représentés à la Figure 1.20.

Chacun des modes du guide possède sa propre distribution spatiale de champ mais hors du guide de haut indice, les champs décroissent en fonction exponentielle: l'onde est évanescence et le transport de l'énergie se fait au voisinage de la surface, parallèlement à celle-ci. Un mode d'ordre N dans le guide aura N nœuds du champ dont ces propriétés sont illustrées sur la Figure 1.19 pour les modes fondamentaux ($N = 0$) et d'ordre 1 dans lesquels les profils

représentés correspondent à une des composantes E_x , H_y ou H_z pour les modes TE et à une des composantes H_x , E_y ou E_z pour les modes TM.

1.5.4.2 Polarisation et parité des champs

il n'est plus possible de distinguer les polarisations TE et TM vues précédemment lorsqu'un CP est gravé dans la couche guidante, car l'invariance de translation dans le plan de la couche est brisée. Cependant, on peut 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 symétriques (pairs), soit antisymétriques (impairs) où ils ne peuvent pas se coupler entre eux car ils sont totalement indépendants. Dans cette situation, le mode pair fondamental a une distribution verticale caractérisée par un champ E dans le plan et le mode pair fondamental, a un comportement très proche d'un mode purement TE. Dans le plan médian de la couche, le mode est purement TE et pour désigner les modes pairs, on parlera alors de modes quasi-TE.

1.5.4.3 Diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D planaire

Le diagramme de bande d'un CP triangulaire de trous d'air dans une membrane semi-conductrice entourée d'air est donné à la Figure 1.21. Un tel calcul ne fait ressortir que les modes qui ont une durée de vie théorique infinie. La distinction est faite entre les deux familles de modes pairs et impairs et à cause du caractère quasi-TE des bandes pairs dans ce cas, il y a la création d'un gap photonique pour ces modes, qui est l'équivalent du gap photonique TE du cristal de hauteur infinie.

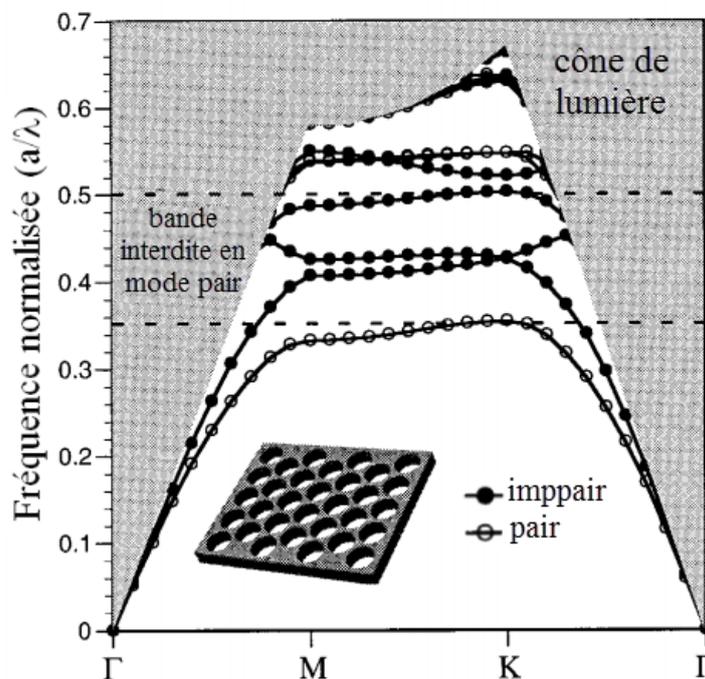


Figure 1.21 : Diagramme de bande typique d'une structure triangulaire de trous d'air dans une membrane semi-conductrice d'épaisseur $0.6a$ entourée d'air. Du fait de la hauteur finie, nous avons l'apparition du cône de lumière dans lequel les modes du cristal peuvent se coupler au continuum des modes radiatifs. Une bande interdite apparaît pour les modes pairs, toutefois, des états radiatifs peuvent exister aux mêmes fréquences [38].

Nous pouvons distinguer de façon générale trois types de modes dans ce genre de structure de hauteur finie :

- Les modes parfaitement guidés avec une durée de vie infinie : ce sont représentés sur la Figure 1.21 sous le cône de lumière. Ces modes ne peuvent pas se coupler aux modes radiatifs et sont sans pertes d'un point de vue théorique et ils sont aussi dus à l'indice effectif plus élevé de la couche par rapport à son environnement.
- Les modes des résonances, quasi-guidés et fortement localisés dans le guide d'onde, avec la possibilité de se coupler aux modes rayonnés. Ces modes 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 travers la structure et à l'extérieur.

1.5.4.4 Les approches “substrat” et “ membrane”

Il y a deux types d'approches qui sont utilisées pour assurer le confinement vertical des photons selon le contraste d'indice entre la couche guidante et le substrat,.

a- Approche “substrat”

Le confinement vertical est faible pour cette approche (voire Figure 1.22), et la structuration verticale de l'indice est réalisée par l'empilement de couches diélectriques avec un faible contraste d'indice entre elles. La couche guidante est typiquement formée d'une couche semi-conductrice dans laquelle est gravé le CP-2D, cette couche est épitaxiée sur un substrat semi-conducteur de légèrement plus faible indice optique. Une couche semi-conductrice dite 'barrière optique' d'indice plus faible que les constituants précédents, peut être insérée entre le substrat et la couche guidante pour ajuster la distribution verticale du champ électromagnétique à toutes fins utiles. Cette configuration est traditionnellement adoptée pour les applications de l'optoélectronique intégrée à base de semi-conducteurs composés III-V. L'approche substrat présente alors l'intérêt d'une bonne compatibilité avec la technologie classique et Elle permet de bénéficier des possibilités de couplage bien maîtrisées des dispositifs de fibres optiques d'entrée et de sortie, cela en raison de l'épaisseur relativement confortable de la zone de confinement vertical. En outre, l'approche substrat a ses inconvénients suivants: elle impose de maîtriser la fabrication du réseau de trous du CP-2D avec un facteur de forme de valeur très important et la profondeur des trous doit excéder l'épaisseur de la zone guidante pour minimiser les pertes optiques dans le substrat semi-conducteur [39]. Le fort indice du substrat conduit à une pente faible de sa ligne de lumière, Ceci laisse fort peu de place disponible pour les modes guidés sans pertes par rayonnement, sous cette dernière.

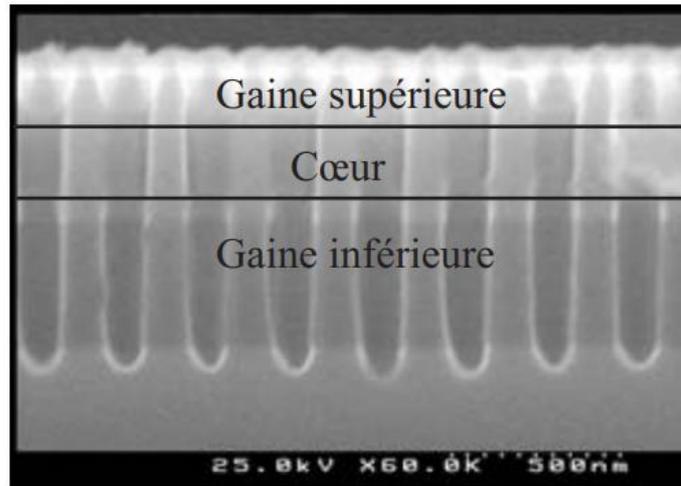


Figure 1.22 : Image MEB d'un cristal photonique gravé dans une hétéro-structure $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ [40].

b- Approche “membrane”

Le confinement vertical dans l'approche membrane (Figure 1.23) est fort où le guidage de la lumière s'effectue dans une membrane semi-conductrice entourée de barrières de faible indice. Les vertus et défauts de l'approche substrat deviennent précisément les défauts et les vertus de l'approche membrane: dans les conditions de fonctionnement monomode, l'épaisseur de la membrane est très fine, il en résulte des conditions de couplage à faibles pertes avec une fibre optique difficiles à réaliser, mais, en contrepartie positive, une relative facilitée de fabrication du CP-2D. On peut compter sur un « réservoir » de modes guidés sous la ligne de lumière beaucoup plus confortable que dans l'approche « substrat ». Le fort confinement vertical conduit à une amélioration substantielle de leur facteur de mérite en réduisant le volume des modes.

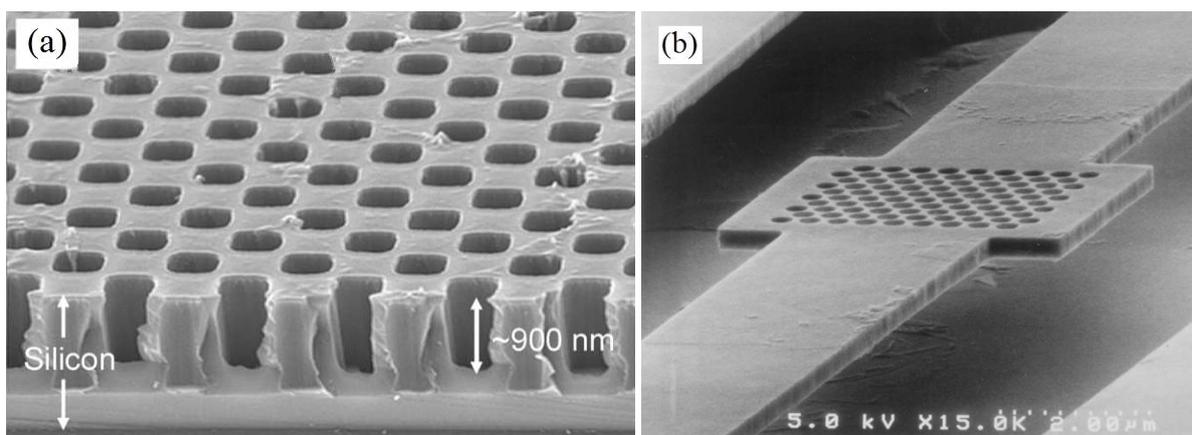


Figure 1.23 : Images MEB de cristaux photoniques bidimensionnels planaires. **(a)** Image en coupe d'un cristal photonique bidimensionnel sur SOI [41]. **(b)** Structure à cristal photonique en membrane d'épaisseur 270 nm suspendue dans l'air [42].

1.6 Cristaux photoniques avec défauts

La propriété la plus importante des CPs est leur capacité à localiser la lumière. Ceci est réalisé en introduisant des défauts qui cassent localement la structure périodique. Comme dans les semi-conducteurs, Les défauts ont pour effet d'introduire des niveaux d'énergie autorisés dans la bande interdite [43]. Dans le cas des CPs, l'introduction correcte d'un défaut simple ou étendus dans des CPs parfaits peut créer des états de résonance dans la bande interdite. Une conception de défaut dans le cristal photonique pourrait être de n'importe quelle taille, ou forme et elle pourrait être choisie parmi l'une quelconque des grandes variétés de constantes diélectriques. Par conséquent, les états de défauts dans l'intervalle pourraient être ajustés en fréquence et en étendue spatiale de l'intérêt de conception [17]. En plus d'accorder la fréquence, il devrait être contrôlé sur la symétrie de l'état photonique localisant. Toutes ces capacités fournissent une nouvelle «dimension» dans la capacité de contrôler ou de façonner les propriétés de la lumière. Dans le suivant, nous examinons les différents types de défauts qui peuvent être formés dans le cristal photonique et leurs propriétés.

1.6.1 Défauts ponctuels et microcavité à cristaux photoniques

Les défauts ponctuels sont créés en omettant ou en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau du cristal photonique. Pour les CPs composés de cylindres diélectriques, la constante diélectrique d'un cylindre peut être changée ou bien le cylindre peut être enlevé, ce qui crée une lacune dans le cristal. Cela correspond à une microcavité à l'intérieur du cristal photonique (Figure 1.24). Pour les CPs constitués de trous dans un matériau diélectrique, ces trous peuvent être modifiés géométriquement, généralement, on modifie le rayon du trou en question pour faire varier continûment la perturbation qu'on introduit.

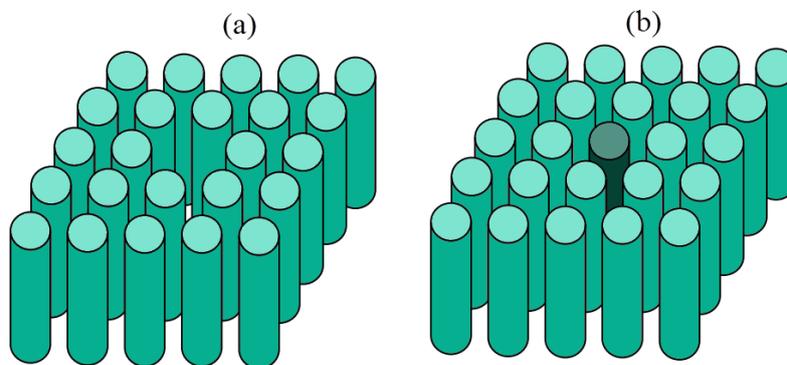


Figure 1.24 : Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques, **(a)** Retrait d'un cylindre, **(b)** Modification de la constante diélectrique d'un cylindre.

Si on injecte dans ce défaut un mode électromagnétique dont l'énergie est dans la bande interdite du cristal photonique, il se retrouve complètement confiné, vu qu'il est entouré d'un matériau réfléchissant à cette longueur d'onde (Voir Figure 1.25). La Figure 1.26 présente le spectre de transmission calculé d'un cristal 2D de symétrie hexagonale, formé de tiges diélectriques, le défaut est dû dans ce cas à une tige manquante. Si le spectre de transmission reste, pour une grande part, identique à celui du cristal sans défaut avec une bande interdite

comprise entre 0.9 et $1.3\mu\text{m}$ en longueur d'onde, la présence du défaut se traduit par un pic de transmission étroit et unique à $1.1\mu\text{m}$ [14].

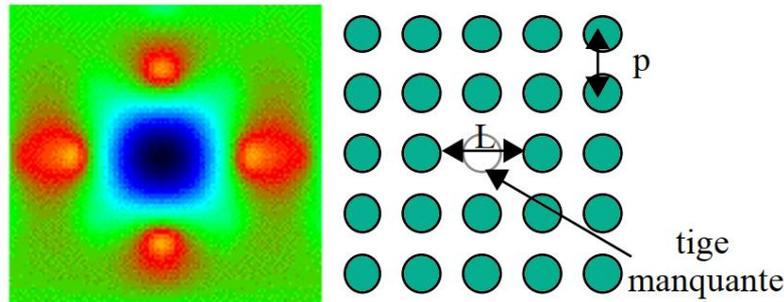


Figure 1.25 : Résonance à 35.5 GHz de la cavité engendrée par la suppression d'une tige pour le réseau carré diélectrique de tiges d'alumine, période $a=3\text{mm}$, $d=1.5\text{mm}$ (onde polarisée TM). L'énergie est concentrée sur les quatre premières tiges voisines des défauts [44].

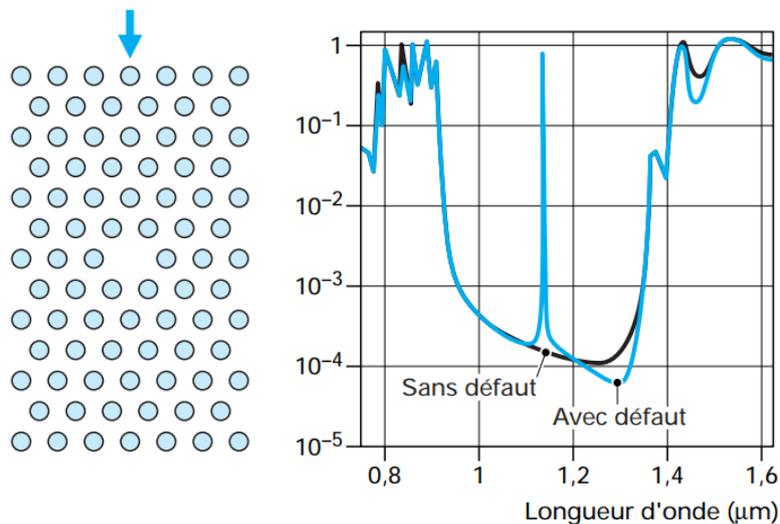


Figure 1.26 : Spectres de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec et sans défaut ponctuel [14].

1.6.2 Défauts couplés

Pour obtenir des effets de couplage dans un cristal photonique, on peut rapprocher délibérément des défauts (quasi) ponctuels. Un exemple en est donné sur la Figure 1.27, où un cristal photonique hexagonal est « creusé » d'une chaîne de cavités. Chaque cavité, elle-même hexagonale, est obtenue en retirant sept motifs groupés. Les cavités sont séparées les unes des autres par une seule rangée de motifs. On assiste, dans ces conditions, à un couplage de modes de résonance de cavités voisines. Les modes couplés se dédoublent et le dédoublement se reproduit de cavité à cavité. On finit alors par obtenir une bande de transmission (une bande permise) au lieu du pic de transmission unique observé sur la Figure 1.26. La direction d'alignement des cavités fixe la direction de propagation permise pour les ondes électromagnétiques. La chaîne de cavité forme donc un guide optique que l'on désigne sous l'acronyme CROW (*Coupled Resonator Optical Waveguide*) [14,45].

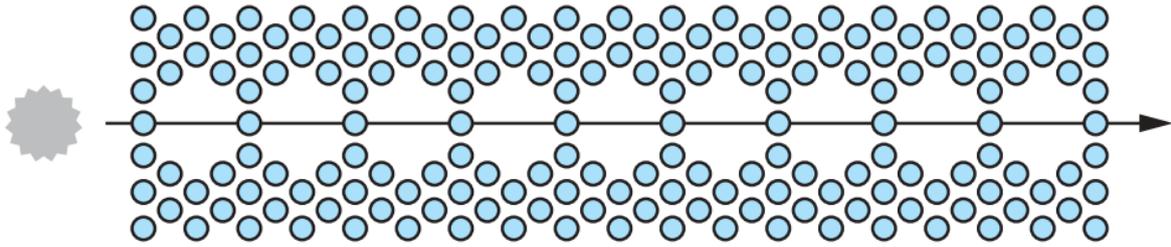


Figure 1.27: Guide à cavités couplées.

1.6.3 Défauts étendus

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 ou 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 [23, 46]. 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 [47, 48] sur le type 1D. on l' illustre sur la Figure 1.28 pour un cristal 2D, dont on a enlevé quelques tiges, en formant un guide virage.

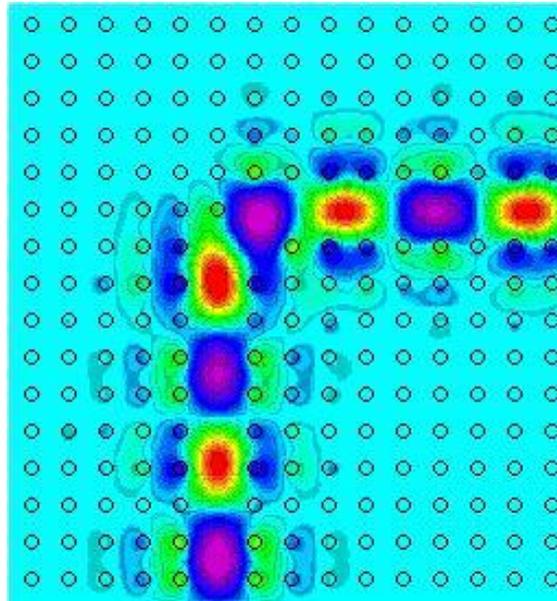


Figure 1.28 : Simulation de la propagation du champ électromagnétique dans un guide d'onde réalisé dans un cristal photonique [49].

1.7 Guides d'ondes à 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 [50] jusqu'en 1997 où une première démonstration expérimentale de transmission a été faite dans le domaine des micro-ondes [51] puis en technologie macro poreux dans l'infra rouge [52]. 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 [53].

Un guide est un défaut linéique introduit au sein d'un CP. Si l'on se restreint à une périodicité dans deux directions de l'espace, le CP-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 CPs (Figure 1.29). L'écart entre ces deux demi-plans, la direction cristallographique ainsi que la symétrie des bords définissent un guide unique. Ici, le défaut est une ligne de trous qui a été omise, formant un défaut linéique. La lumière ne pouvant pénétrer au sein du cristal photonique, elle est contrainte de se propager le long du défaut : on a ainsi réalisé un guide. Ce guide est appelé guide W1, car il est formé par l'omission de la gravure d'une ligne de trous. Les guides formés de l'omission de deux lignes de trous sont appelés W2, ceux de trois rangées de trous W3 ceux de N rangées de trous WN.

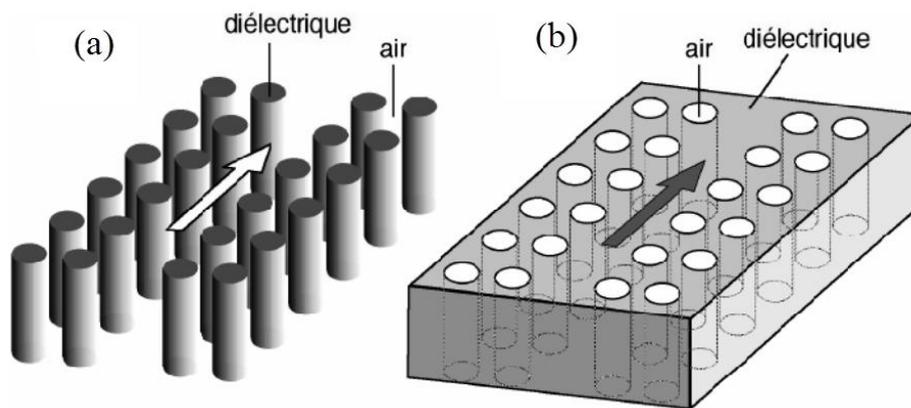


Figure 1.29 : Schéma d'un guide d'onde défini (a) dans un réseau bidimensionnel de tiges de diélectriques et (b) dans un réseau de trous d'air [54].

En fait, il existe une grande variété de guides à cristal photonique. Notons, par exemple, que les CP-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 BIP.

1.7.1 Direction cristallographique

Par analogie avec la cristallographie des solides, à chaque réseau périodique bidimensionnel d'indice optique, on peut associer un réseau réciproque. Dans l'espace réciproque, il existe des directions de plus haute symétrie. Il suffit de décrire le comportement d'une onde se propageant suivant ces directions pour décrire complètement le cristal photonique. Considérons le cas d'un réseau triangulaire constitué de trous d'air, on désigne la période du cristal, c'est-à-dire la distance entre deux trous plus proches voisins. Les deux directions privilégiées sont ΓM et ΓK . Deux types de défauts linéiques peuvent être créés suivant la périodicité des bords du cristal (Figure 1.30). Un guide dont la direction cristallographique des bords est ΓK (ΓM) est désigné par " WN^K " (" WN^M ").

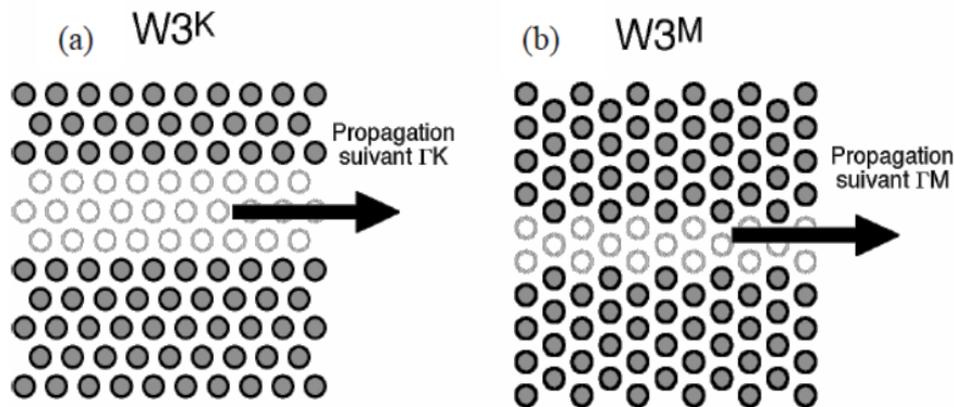


Figure 1.30 : exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air (a) suivant la direction ΓK et (b) suivant la direction ΓM [54].

1.7.2 Symétrie des bords

Les trous situés de part et d'autre du guide peuvent être :

- soit en vis-à-vis, et, dans ce cas, le guide est dit symétrique, ou encore du type A (Figure 1.31(a)) ;
- soit décalés d'un nombre demi entier de périodes, dans ce cas le guide est dit antisymétrique, ou encore de type B (Figure 1.31(b)).

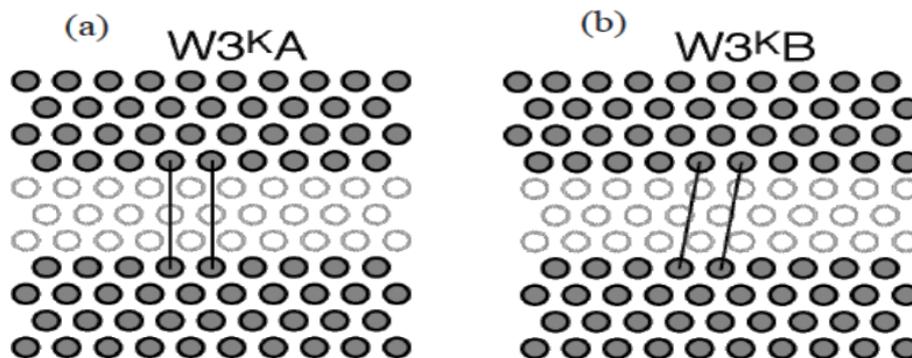


Figure 1.31 : exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air (a) de type A et (b) de type B [54].

1.7.3 Influence du défaut sur le diagramme de dispersion

L'insertion du défaut dans la structure influe fortement sur le diagramme de dispersion [46]. 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 1.32). 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.

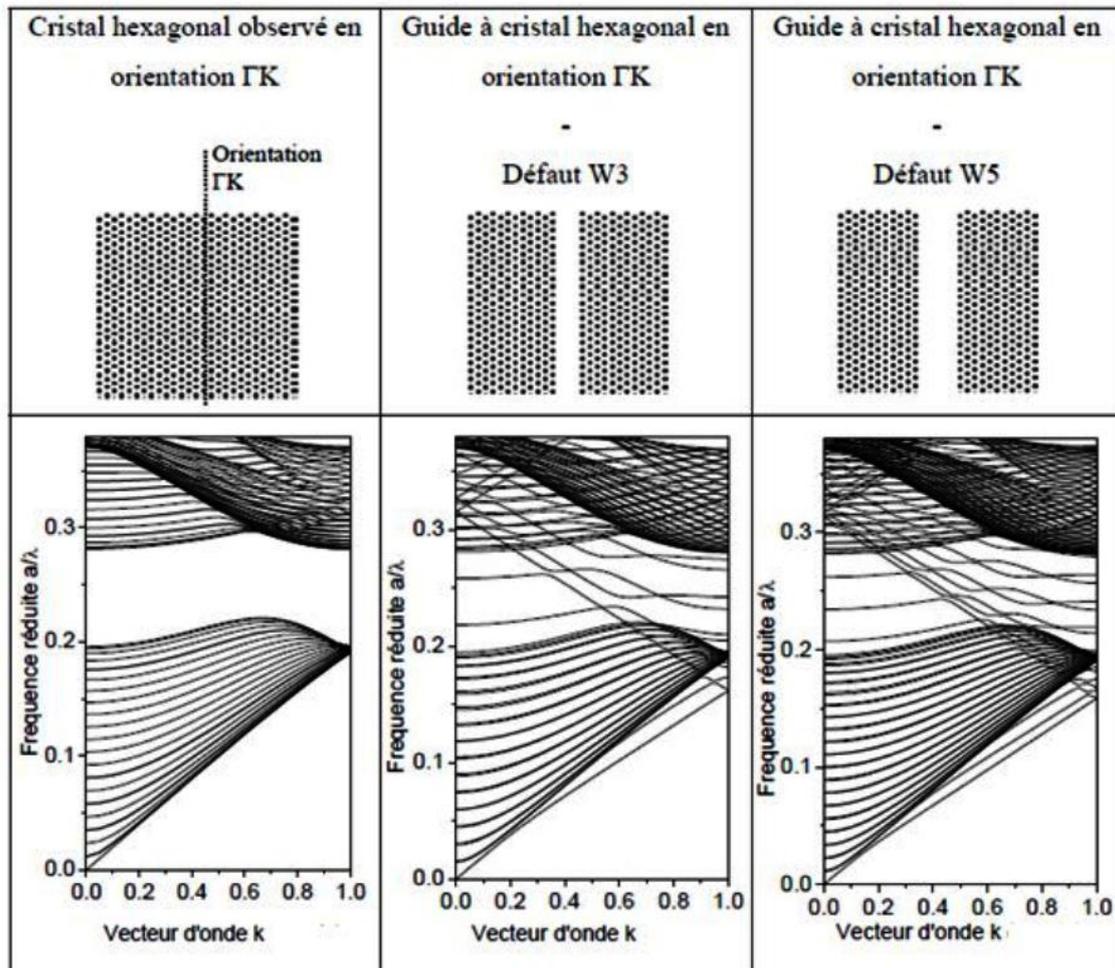


Figure 1.32 : Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille hexagonale en orientation ΓK . De gauche à droite : CP sans défaut ; guide W3 ΓK ; guide W5 ΓK [46].

1.7.4 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 CP est double.

Le premier intérêt du guide à CP 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 BIP, les parois du guide à CP 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.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les concepts de base liés aux cristaux photoniques. Nous avons présenté les différents types des cristaux photoniques, unidimensionnels, bidimensionnels, tridimensionnels et cristaux photoniques avec défauts et les guides d'ondes à cristaux photoniques. Nous avons également présenté différentes notions liées aux cristaux photoniques : la relation de dispersion, le diagramme de bandes, les cartes des bandes interdites, le mode de propagation, etc. Ces notions nous serviront par la suite pour étudier des matériaux, effets et dispositifs magnéto-optiques, et cristaux magnéto-photoniques qui sera abordé dans le chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch, “Photonic band-gap structures,” *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, vol. 10, no. 2, p. 283–295, 1993.
- [2] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung, “Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 17, p. 2295–2298, 1991.
- [3] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 20, p. 2059–2062, 1987.
- [4] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 23, p. 2486–2489, 1987.
- [5] P. Yeh, “Optical Waves in Layered Media,” Wiley, New York, 1988.
- [6] L. Poladian, S. Wickham, K. Lee, and M. C. J. Large, “Iridescence from photonic crystals and its suppression in butterfly scales,” *Journal of The Royal Society Interface*, vol. 6, no. Suppl 2, p. S233–S242, 2009.
- [7] P. Vukusic and J. R. Sambles, “Photonic structures in biology,” *Nature*, vol. 424, p. 852–855, 2003.
- [8] B. D. Wilts, K. Michielsen, H. D. Raedt, and D. G. Stavenga, “Hemispherical Brillouin zone imaging of a diamond-type biological photonic crystal,” *Journal of The Royal Society Interface*, vol. 9, no. 72, p. 1609–1614, 2012.
- [9] M. E. McNamara et al., “Cryptic iridescence in a fossil weevil generated by single diamond photonic crystals,” *Journal of The Royal Society Interface*, vol. 11, no. 100, p. 20140736, 2014.
- [10] D. G. Stavenga, C. J. van der Kooi, and B. D. Wilts, “Structural coloured feathers of mallards act by simple multilayer photonics,” *Journal of The Royal Society Interface*, vol. 14, no. 133, p. 20170407, Aug. 2017.
- [11] J. P. Vigneron and P. Simonis, “Natural photonic crystals,” *Physica B Condensed Matter*, vol. 407, no. 20, p. 4032–4036, 2012.
- [12] S. Vignolini, E. Moyroud, B. J. Glover, and U. Steiner, “Analysing photonic structures in plants,” *Journal of The Royal Society Interface*, vol. 10, no. 87, p. 20130394, 2013.
- [13] Marlow Frank, Muldarisnur null, Sharifi Parvin, Brinkmann Rainer, and Mendive Cecilia, “Opals: Status and Prospects,” *Angew. Chem. Int. Ed.*, vol. 48, no. 34, p. 6212–6233, 2009.
- [14] J.-M. Lourtioz, “Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux,” *Techniques de l’Ingénieur*, af3710, 2004.
- [15] C. Kittel, “Introduction to Solid State Physics,” John Wiley & Sons, Inc., New York, 1971.
- [16] T.E. Sale, “Vertical cavity surface emitting lasers,” Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.
- [17] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, “Photonic Crystals: Molding the Flow of Light,” Second Edition. Princeton University Press, 2008.
- [18] Le Vassor d’Yerville M., Cassagne D., and Jouanin C., “Photonic Band Gap Microcavities in Nitrides,” *physica status solidi (a)*, vol. 183, no. 1, p. 17–22, 2001.

- [19] D. Cassagne, C. Jouanin, and D. Bertho, “Photonic band gaps in a two-dimensional graphite structure,” *Phys. Rev. B*, vol. 52, no. 4, p. R2217–R2220, 1995.
- [20] L. C. Andreani and M. Agio, “Photonic bands and gap maps in a photonic crystal slab,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 7, p. 891–898, 2002.
- [21] A. Rung, C. G. Ribbing, and M. Qiu, “Gap maps for triangular photonic crystals with a dispersive and absorbing component,” *Phys. Rev. B*, vol. 72, no. 20, p. 205120, 2005.
- [22] A. V. Dyogtyev, I. A. Sukhoivanov, and R. M. De La Rue, “Photonic band-gap maps for different two dimensionally periodic photonic crystal structures,” *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no. 1, p. 013108, 2010.
- [23] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade et J.N. Winn, “Photonic Crystals: Molding the Flow of Light,” Princeton University Press, Princeton, 1995.
- [24] E. Chow, S. Y. Lin, J. R. Wendt, S. G. Johnson, and J. D. Joannopoulos, “Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ wavelengths,” *Opt. Lett., OL*, vol. 26, no. 5, p. 286–288, 2001.
- [25] M. Loncar, T. Doll, J. Vuckovic, and A. Scherer, “Design and fabrication of silicon photonic crystal optical waveguides,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 18, no. 10, p. 1402–1411, 2000.
- [26] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama, “Extremely Large Group-Velocity Dispersion of Line-Defect Waveguides in Photonic Crystal Slabs,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, no. 25, p. 253902, 2001.
- [27] N. Moll and G.-L. Bona, “Comparison of three-dimensional photonic crystal slab waveguides with two-dimensional photonic crystal waveguides: Efficient butt coupling into these photonic crystal waveguides,” *J. Appl. Phys.*, vol. 93, no. 9, p. 4986–4991, 2003.
- [28] M. Born and E. Wolf, “Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light,” Cambridge University Press, 1999.
- [29] M. Zelsmann, “Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l’émission et l’extraction de lumière,” Grenoble 1, 2003.
- [30] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, and L. A. Kolodziejski, “Guided modes in photonic crystal slabs,” *Phys. Rev. B*, vol. 60, no. 8, p. 5751–5758, 1999.
- [31] P. Lalanne and H. Benisty, “Out-of-plane losses of two-dimensional photonic crystals waveguides: Electromagnetic analysis,” *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 2, p. 1512–1514, 2001.
- [32] B. Wild, “Etude expérimentale des Propriétés Optiques des Cristaux Photoniques Bidimensionnels et de leur Accordabilité,” Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [33] S. N. Tandon, M. Soljačić, G. S. Petrich, J. D. Joannopoulos, and L. A. Kolodziejski, “The superprism effect using large area 2D-periodic photonic crystal slabs,” *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.*, vol. 3, no. 1, p. 10–18, 2005.
- [34] N. Kawai et al., “Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional AlGaAs Photonic Crystal,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 11, p. 2289–2292, 2001.
- [35] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, “Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, no. 25, p. 3152–3155, 1990.
- [36] M. Campbell, D. N. Sharp, M. T. Harrison, R. G. Denning, and A. J. Turberfield, “Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography,” *Nature*, vol. 404, no. 6773, p. 53–56, 2000.

- [37] C. Cuisin, A. Chelnokov, J.-M. Lourtioz, D. Decanini, and Y. Chen, "Submicrometer resolution Yablonovite templates fabricated by x-ray lithography," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 6, p. 770–772, 2000.
- [38] T. Kawashima, T. Sato, Y. Ohtera, and S. Kawakami, "Tailoring of the unit cell structure of autocloned photonic crystals," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 7, p. 899–903, 2002.
- [39] S. Y. Lin et al., "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," *Nature*, vol. 394, no. 6690, p. 251–253, 1998.
- [40] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, "Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths," *Science*, vol. 289, no. 5479, p. 604–606, 2000.
- [41] J. D. Joannopoulos, "Photonics: Self-assembly lights up," *Nature*, vol. 414, no. 6861, p. 257–258, 2001.
- [42] Y. A. Vlasov, X.-Z. Bo, J. C. Sturm, and D. J. Norris, "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals," *Nature*, vol. 414, no. 6861, p. 289–293, 2001.
- [43] D. R. Smith, S. Schultz, N. Kroll, M. Sigalas, K. M. Ho, and C. M. Soukoulis, "Experimental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band-gap cavity," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 5, p. 645–647, 1994.
- [44] F. Gadot, *Modélisation et caractérisation expérimentale de matériaux à bandes interdites photoniques (bips) dans le domaine micro-ondes*. Paris 11, 1999.
- [45] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee, and A. Scherer, "Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis," *Opt. Lett., OL*, vol. 24, no. 11, p. 711–713, 1999.
- [46] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, "Photonic bound states in periodic dielectric materials," *Phys. Rev. B*, vol. 44, no. 24, p. 13772–13774, 1991.
- [47] M. Lončar, D. Nedeljković, T. Doll, J. Vučković, A. Scherer, and T. P. Pearsall, "Waveguiding in planar photonic crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 13, p. 1937–1939, 2000.
- [48] M. Tokushima, H. Kosaka, A. Tomita, and H. Yamada, "Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 8, p. 952–954, 2000.
- [49] Cliché du MIT, J. Joannopoulos, <http://ab-initio.mit.edu/photons/bends.html>
- [50] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, "Linear waveguides in photonic-crystal slabs," *Phys. Rev. B*, vol. 62, no. 12, p. 8212–8222, 2000.
- [51] B. Temelkuran and E. Ozbay, "Experimental demonstration of photonic crystal based waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 4, p. 486–488, 1999.
- [52] S. W. Leonard, H. M. van Driel, A. Birner, U. Gösele, and P. R. Villeneuve, "Single-mode transmission in two-dimensional macroporous silicon photonic crystal waveguides," *Opt. Lett., OL*, vol. 25, no. 20, p. 1550–1552, 2000.
- [53] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, "High Transmission through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, no. 18, p. 3787–3790, 1996.
- [54] F. Bougriou, *Etude théorique des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels*. UNIVERSITE CONSTANTINE 1, 2013.

Chapitre 2.

Théories et Applications de la Magnéto- optique et Cristaux Magnéto- Photoniques

Chapitre 2.

Théories et Applications de la Magnéto-optique et Cristaux Magnéto-Photoniques

Sommaire

Introduction	41
2.1. Matériaux et effets magnéto-optiques	42
2.1.1 Matériaux magnéto-optiques	42
2.1.2 Effets magnéto-optiques	48
2.2 Dispositifs magnéto-optiques	52
2.2.1 Dispositifs magnéto-optiques à ondes guidées	52
2.2.2 Isolateurs et circulateurs optiques	53
2.2.3 Capteurs magnéto-optiques	58
2.2.4 Capteurs de champ électrique et magnétique	60
2.3 Cristaux magnéto-photoniques	61
2.3.1 Définition	61
2.3.2 État de l'art	61
Conclusion	72
Bibliographie	73

Introduction

Les matériaux magnéto-optiques ont des propriétés physiques uniques qui offrent la possibilité de construire des dispositifs avec de nombreuses fonctions spéciales impossibles avec d'autres dispositifs photoniques. La plus importante de ces propriétés est que l'effet magnéto-optique linéaire peut produire une biréfringence circulaire et que, contrairement à d'autres effets optiques dans les milieux diélectriques, il est non réciproque. Tous les dispositifs magnéto-optiques pratiques exploitent l'une ou l'autre de ces deux propriétés.

Dans ce chapitre, nous présentons les concepts de base liés aux matériaux et effets magnéto-optiques. Commenceront par présenté les matériaux et effets magnéto-optiques, nous verrons la classification magnétique des matériaux et les différents classes des matériaux magnéto-optiques, et nous verrons aussi les principales effets magnéto-optiques, l'effet Faraday, les effets Voigt et Cotton-Mouton et L'effet Kerr. Nous présentons par la suite quelques dispositifs magnéto-optiques liés à notre étude: les dispositifs magnéto-optiques à ondes guidées, les isolateurs et circulateurs optiques dépendants de la polarisation, capteurs magnéto-optiques et Capteurs de champ électrique et magnétique. Enfin, nous achèverons avec l'état de l'art dans le domaine des cristaux magnéto-photonique.

2.1 Matériaux et effets magnéto-optiques

2.1.1 Matériaux magnéto-optiques

2.1.1.1 Classification magnétique des matériaux

La façon la plus courante de classer les propriétés magnétiques des matériaux est leur réaction à un champ magnétique appliqué, par conséquent, la perméabilité relative et la susceptibilité relative peuvent être utilisées pour différencier les classes de matériaux. En tant que tel, il est dit que les matériaux qui peuvent être magnétisés dans une certaine mesure par un champ magnétique sont appelés magnétiques [1].

a- Diamagnétisme

Le diamagnétisme est une forme faible de magnétisme, attribuée principalement au mouvement orbital des électrons qui créent un moment magnétique considéré classiquement comme une «boucle de courant». Un flux magnétique est induit dans le matériau diamagnétique lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué à elle. Cependant, le flux induit s'oppose à la modification du champ externe, de sorte que les matériaux diamagnétiques présentent une magnétisation antiparallèle par rapport à la direction du champ magnétique appliqué, opposée à celle-ci, selon la loi de *Lenz*[1]. Par conséquent, l'aimantation d'un matériau diamagnétique est proportionnelle au champ magnétique appliqué, comme on le voit sur la Figure 2.1 (a), et ils ont une susceptibilité relative négative et très faible d'environ 10^{-5} . Leurs perméabilités sont quelque peu inférieures à un. De nombreux métaux et la plupart des non-métaux sont diamagnétiques. Il est intéressant de noter que, si seulement quelques atomes magnétiques existent dans le matériau, leur influence est suffisante pour occulter le diamagnétisme, de sorte que les atomes non magnétiques deviennent polarisés en spin par les atomes ferromagnétiques voisins. Cet effet est actuellement exploré, dans la pratique, dans certains dispositifs électroniques à spin à l'échelle nanométrique.

b- Paramagnétisme

Pour les matériaux paramagnétiques, la perméabilité relative n'est que légèrement supérieure à un. Elle est indépendante de la force du champ magnétique et diminuera avec l'augmentation de la température, à condition qu'elle ne soit pas indépendante de la température. De nombreux métaux entrent dans cette catégorie, tels que le platine ou le palladium, ainsi que des sels de fer ou de métaux des terres rares, ou des éléments comme le sodium, le potassium et l'oxygène. Les ferromagnétiques deviennent paramagnétiques au-dessus de la température de Curie T_c . Lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué à un matériau paramagnétique, une faible aimantation induite est produite parallèlement au champ. L'aimantation induite proportionnelle au champ externe reste néanmoins positive, contrairement aux diamagnétisme. D'autre part, la susceptibilité en tant que quantité est inversement proportionnelle à la température absolue T , et cette proportionnalité inverse est aussi appelée loi de *Curie-Weiss* (Figure 2.1 (b)) [1]. Pour les paramagnétiques, la susceptibilité relative est positive de 10^{-3} - 10^{-5} . Le paramagnétisme est, à certains égards, similaire au ferromagnétisme, en ce sens qu'il est tout autant attribué aux spins d'électrons non appariés. Néanmoins, en

raison d'une configuration électronique différente, ces spins sont libres de changer de direction, contrairement aux spins des ferromagnétiques. Dans les paramagnétiques, les spins prennent des orientations aléatoires à certaines températures suite à l'agitation thermique.

c- Antiferromagnétisme

L'antiferromagnétisme est un type de magnétisme avec une disposition ordonnée des spins alignés antiparallèles sur différents sous-réseaux, de sorte que la structure antiferromagnétique n'a pas d'aimantation spontanée nette. Les matériaux antiferromagnétiques ont une faible perméabilité et sont donc souvent classés comme paramagnétiques. Les antiferromagnétiques présentent une petite susceptibilité relative positive qui varie avec la température semblable au paramagnétisme lorsque des températures plus élevées sont atteintes; cependant, cette dépendance a une forme unique en dessous d'une température critique (Figure 2.1 (c)). C'est parce qu'au-dessous de cette température, les spins d'électrons sont disposés antiparallèles de sorte qu'ils s'annulent mutuellement. Un champ magnétique appliqué extérieurement est confronté à une forte opposition due à l'interaction entre ces spins, entraînant une diminution de la susceptibilité avec la température, contrairement au comportement paramagnétique. Par conséquent, même si l'ordre antiferromagnétique peut exister à des températures plus basses, il disparaît au-dessus et au-dessous de la température dite de *Néel*, Θ_N (Figure 2.1 (c)), lorsque les spins deviennent orientés aléatoirement de sorte que la sensibilité diminue élevé. L'interaction d'échange dans les antiferromagnétiques agit pour aligner les spins voisins sur des sous-réseaux différents. Par exemple, il a été démontré que l'antiferromagnétisme de certains oxydes tels que le MnO provient d'une forte interaction d'échange entre des ions métalliques sur les côtés opposés d'un ion oxygène [1].

d- Ferrimagnétisme

Les ferrites présentent une sorte de magnétisme connu sous le nom de ferrimagnétisme (Figure 2.1 (d)) qui est en quelque sorte similaire au ferromagnétisme et à l'antiferromagnétisme. Dans les matériaux ferrimagnétiques, étant donné que les ions sont placés sur deux types de sites de réseau différents, tels que les spins d'un type de site sont orientés de façon opposée aux spins de l'autre type, ils ont tendance à être comparés aux matériaux antiferromagnétiques. Cependant, l'une des aimantations résultantes sur les deux sites de réseau est plus forte que l'autre, de sorte que le résultat est une aimantation spontanée totale non nulle. Comme les antiferromagnétiques ne sont pas fortement magnétiques et que les ferrimagnétismes ont une aimantation spontanée et non négligeable, les matériaux ferrimagnétiques sont souvent comparés aux ferromagnétiques. Et de même que les matériaux ferromagnétiques, une augmentation de la température provoque une perturbation de l'arrangement de spin qui aboutit à une orientation complètement aléatoire des spins à la température de Curie. A cette température, le ferrimagnétisme perd son aimantation spontanée et devient paramagnétique (Figure 2.1 (d)). Les matériaux ferromagnétiques ont également un point de Curie au-dessus duquel ils présentent un comportement paramagnétique [2].

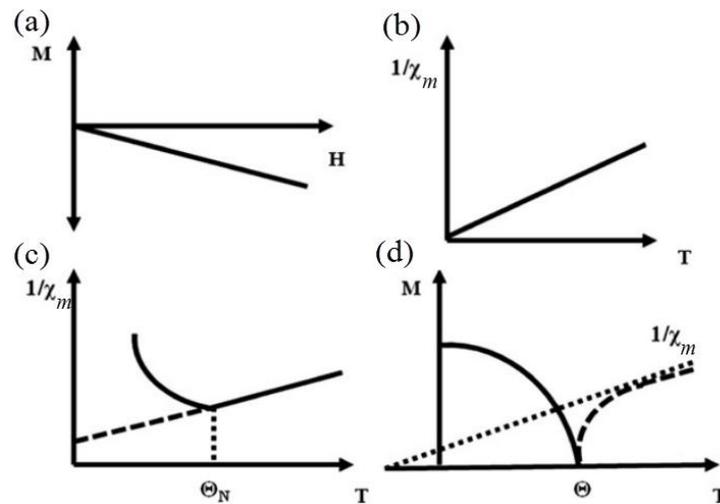


Figure 2.1 : (a) Relation linéaire entre aimantation et champ magnétique appliqué (intensité) dans un matériau diamagnétique. (b) loi de *Curie-Weiss* du paramagnétisme, où la susceptibilité est inversement proportionnelle à la température absolue. (c) variation de susceptibilité à la température. (d) L'aimantation spontanée diminue avec la température dans les matériaux ferrimagnétiques parce que l'arrangement des spins est perturbé par des augmentations de température. [1].

e- Ferromagnétisme

En substance, les matériaux ferromagnétiques ont une perméabilité qui dépend de l'intensité du champ et de l'historique magnétique précédent (voir Figure 2.2). Ils s'approchent de la saturation magnétique à mesure que la force du champ continue d'augmenter, ce qui signifie que le matériau ne peut être magnétisé qu'à une limite finie.

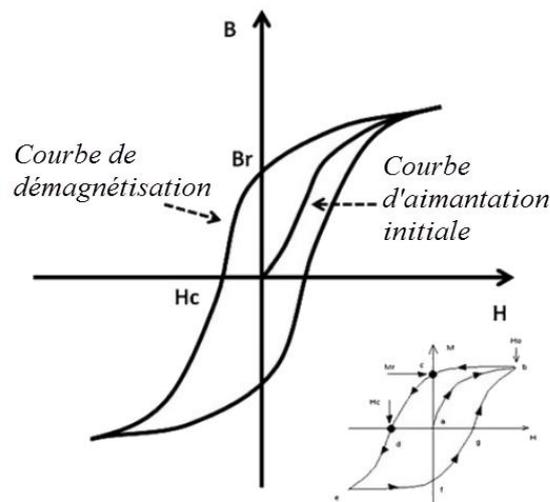


Figure 2.2 : Cycle d'hystérésis incluant la courbe d'aimantation initiale. Sont également représentés la coercivité H_c et la densité de flux magnétique rémanent B_r [1].

Une Cycle d'hystérésis peut être obtenue en traçant la densité de champ magnétique B par rapport à l'intensité de champ magnétique appliquée H , ou comme indiqué dans l'encart, en traçant la magnétisation M par rapport à l'intensité du champ magnétique appliqué H [1].

Les ferromagnétiques contiennent des domaines magnétiques spontanément magnétisés, où un domaine magnétique est une entité avec une magnétisation totale du domaine. C'est une petite région aimantée contenant de nombreux atomes avec des moments magnétiques individuels qui s'alignent parallèlement les uns aux autres, contre les forces d'agitation thermique. L'aimantation de domaine d'un domaine est généralement orientée différemment par rapport à l'aimantation totale du domaine des domaines voisins. Une représentation historiquement précoce et plutôt grossière des domaines magnétiques est montrée à la Figure 2.3.

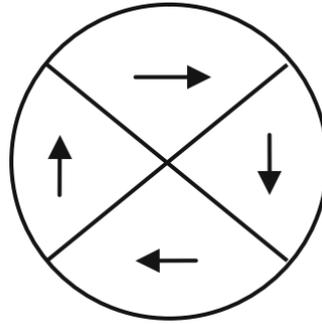


Figure 2.3 : Interprétation historique de la structure du domaine dans un matériau ferromagnétique. Notez que la magnétostriction n'est pas prise en compte [1].

Un ferromagnétique fort présente une susceptibilité relative de l'ordre de 10^6 , ce qui est une valeur importante par rapport à d'autres types de matériaux. Il explique pourquoi les ferromagnétiques peuvent être facilement magnétisés, tandis que d'autres types de matériaux magnétiques sont incapables de répondre à un champ magnétique. L'aimantation spontanée des ferromagnétiques disparaît au-dessus d'une certaine température appelée température de Curie T_c , lorsqu'ils deviennent paramagnétiques. Techniquement, les ferromagnétiques sont considérés comme une sous-classe de matériaux paramagnétiques; néanmoins, avec le temps, ils ont été placés dans une classe qui leur est propre. Historiquement, les matériaux ferromagnétiques étaient les seuls considérés comme «magnétiques»; cependant, cette interprétation a changé récemment, étant donné que tant d'autres types de matériaux répondent dans une certaine mesure à un champ magnétique [1].

2.1.1.2 Classes des matériaux magnéto-optiques

Les matériaux magnéto-optiques (MO) ont des propriétés physiques uniques qui offrent la possibilité de construire des dispositifs avec de nombreuses fonctions spéciales impossibles avec d'autres dispositifs photoniques. La plus importante de ces propriétés est que l'effet magnéto-optique linéaire peut produire une biréfringence circulaire et que, contrairement à d'autres effets optiques dans les milieux diélectriques, il est non réciproque. Le principe de fonctionnement de tels composants est basé sur le comportement des matériaux MO qui les constituent sous l'influence d'un champ magnétique longitudinal. Selon les applications, on distingue deux grandes classes de matériaux magnéto-optiques. La première regroupe les matériaux utilisés en transmission. Ces derniers présentent, soit une constante de Verdet importante (matériaux diamagnétiques ou paramagnétiques), soit une forte rotation Faraday (matériaux ferromagnétiques) ou encore un effet Cotton-Mouton élevé [3]. La seconde classe

rassemble les matériaux utilisés en réflexion qui présentent un effet Kerr magnéto-optique important et dont l'application principale concerne l'enregistrement magnéto-optique.

a- Matériaux utilisés en réflexion

Ce sont les matériaux qui présentent un effet Kerr magnéto-optique significatif [4]. Ils font actuellement l'objet d'intenses travaux en vue de leur application dans le domaine de l'enregistrement magnéto-optique. Les matériaux de choix pour ce type d'application sont principalement des alliages amorphes de type terres rares-métaux de transition. Beaucoup d'entre eux ont été développés, durant ces dernières années ; nous pouvons citer entre autres les alliages amorphes de type terres rares-métaux de transition et les composés de cérium et d'uranium [3]. Malgré les propriétés intéressantes de ces matériaux, nous nous sommes particulièrement intéressés lors de ce travail de thèse aux matériaux utilisés en transmission en vue d'applications en optique guidée.

b- Matériaux utilisés en transmission

On peut citer les verres dopés au terbium et les grenats de terbium et d'aluminium qui ont une constante de Verdet importante dans le spectre visible et une faible absorption (de l'ordre de 0,25 dB/cm), ce qui les rend attractifs pour les applications comme les isolateurs optiques. Mais ils sont concurrencés par une nouvelle classe de matériaux appelés semi conducteurs magnétiques dilués qui présentent des rotations Faraday beaucoup plus grandes. Ces composés ont des propriétés magnétiques et semi-conductrices inhabituelles. Leur grande rotation Faraday provient des ions magnétiques qui, polarisés par le champ magnétique appliqué, produisent des champs effectifs très importants même à température ambiante tels que vus par les électrons et les trous via les interactions d'échange. Cependant, les matériaux MO les plus employés, et tout particulièrement dans le proche infrarouge pour les télécommunications optiques, sont les grenats ferrimagnétiques. Le matériau le plus connu est le YIG (*Yttrium Iron Garnet* $Y_3Fe_5O_{12}$), ou ses versions dopées, qui présente un effet Faraday important [5,6]. Du fait de leurs bonnes propriétés MO et de leur transparence dans la région des longueurs d'ondes pour les télécommunications, la plupart des applications utilisent le Grenat de fer et de bismuth (*Bismuth Iron Garnet* BIG) de formule générale $Bi_3Fe_5O_{12}$ [7-9].

2.1.1.3 Les grenats magnétiques

Les films minces de grenat monocristallin se sont avérés être des bon matériaux pour les dispositifs optiques. Le matériau grenat est prometteur pour les applications de dispositifs exploitant l'effet magnéto-optique. Parmi les matériaux présentant un effet magnéto-optique, les grenats de fer se distinguent car ils présentent une forte rotation Faraday et de faibles pertes optiques dans la région du proche infrarouge de 1,3-5,5 μm . Des coefficients d'absorption optiques aussi bas que 0,03 cm^{-1} peuvent être obtenus. Dans cette gamme spectrale, les grenats sont les seuls matériaux discutés dans les communications optiques pour réaliser des dispositifs non réciproques tels que des isolateurs optiques. Cette propriété est très importante du point de vue pratique, car elle est largement utilisée pour développer des dispositifs MO non réciproques et autres [4-9].

Le YIG pur [10] a un effet magnéto-optique assez faible sous la forme d'une rotation Faraday qui dégrade l'efficacité de l'interaction. Les terres rares se sont avérées idéales pour la substitution dans les sites cristallins habituellement occupés par l'yttrium. Le bismuth peut également se substituer à ces sites. La substitution d'yttrium par le bismuth augmentant considérablement la rotation Faraday [5,9].

Les grenats de fer ont des structures cristallines cubiques correspondant au groupe de symétrie $Ia3d$ avec une unité de formule $C_3A_2D_3O_{12}$ et 160 ions par unité de cellule. Dans la structure cristalline, les sites «C» sont coordonnés dodécaédralement et occupés par des ions de terres rares (Gd, Lu) ou Y^{3+} , Bi^{3+} cations, comme le montre la Figure 2.4 pour le cas du grenat d'yttrium et de fer. Deux sites tétraédriques (A) et trois sites octaédriques (D) sont occupés par des ions de fer formant des sous-réseaux magnétisés de manière opposée (voir Figure 2.4). Les ions occupant les sites dodécaédriques sont soit non magnétiques avec des enveloppes électroniques externes remplies, soit le fer magnétique sortant hebdomadaire est le principal contributeur aux effets magnétiques du matériau. Les réseaux 'A' et 'D' se couplent de manière antiferromagnétique, ce qui donne un moment magnétique net. D'où les grenats de fer sont ferrimagnétique avec un moment magnétique net [11].

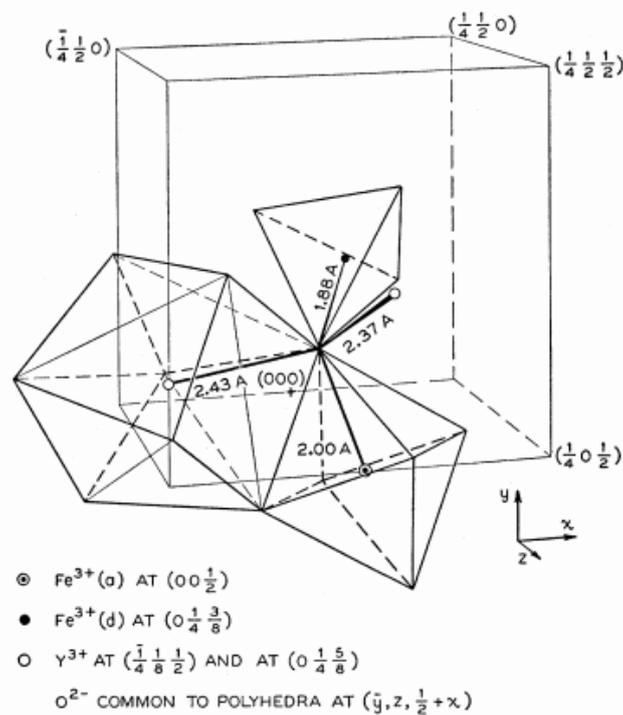


Figure 2.4 : Cellule unitaire de YIG avec les différents sites pour les cations et leur environnement d'oxygène [11].

La somme vectorielle des aimantations de sous-réseaux détermine la magnétisation de saturation M_s du cristal grenat. M_s est une quantité dépendante de la température. En supposant que le sous-réseau dodécaédrique ne contribue pas au moment magnétique du cristal, l'aimantation de saturation du cristal de grenat peut s'écrire comme dans l'équation ci-dessous.

$$M_s(T) = M_d(T) - M_a(T) \quad (2.1)$$

où M_a et M_d désignent respectivement les aimantations de saturation des sous-réseaux octaédriques et tétraédriques [12].

Les couches minces de grenat magnétique peuvent être développées par des techniques d'épitaxie en phase liquide (*liquid-phase epitaxy*, LPE), de dépôt par pulvérisation cathodique ou de l'ablation laser pulsé (*pulsed laser deposition*, PLD). Les propriétés matérielles des grenats peuvent être adaptées en fonction des exigences de l'application en faisant varier la composition chimique, y compris les niveaux de substitution des ions des terres rares, et les paramètres de croissance. La rotation Faraday pour un matériau de grenat magnétique spécifique peut varier avec la température T , la longueur d'onde optique λ et les aimantations de sous-réseau cristallin.

2.1.2 Effets magnéto-optiques

Nous appellerons effets magnéto-optiques (MO) les influences directes sur la lumière de l'état magnétique, le plus souvent caractérisé par l'aimantation, d'un matériau dans lequel elle se propage, ou sur lequel elle se réfléchit. Dans les milieux magnétiques ordonnés à aimantation spontanée non nulle (Ferro- et ferrimagnétiques). Ces effets MO peuvent se manifester par une modification de la direction de propagation, mais surtout de la polarisation et/ou de l'intensité de la lumière. Celle-ci est en général petite, et se superpose aux effets des autres caractéristiques optiques de l'échantillon. Sa détection impliquera donc la mise en évidence des variations des propriétés de la lumière qu'entraîne une modulation de l'état magnétique du système, par un champ magnétique appliqué le plus souvent. On la mettra en évidence, dans les matériaux Ferro- et ferrimagnétiques, en inversant l'aimantation de l'échantillon; dans les para- et diamagnétiques, on pourra comparer le comportement avec et sans champ magnétique appliqué.

2.1.2.1 Principaux effets magnéto-optiques

a- L'effet Faraday (Rotation Faraday)

L'effet Faraday indique que lorsque la lumière qui traverse certaines substances transparentes est exposée à un champ magnétique parallèle à la direction de propagation, la polarisation de la lumière tourne. Il a été découvert par Michael Faraday en 1845 et a été la première preuve expérimentale que la lumière et l'électromagnétisme sont liés.

L'effet Faraday se produit en conséquence de l'interaction de la lumière et du champ magnétique dans un matériau diélectrique. La polarisation de la lumière peut être modifiée par le champ magnétique en fonction de la direction et de la force du champ. La rotation du plan de polarisation est proportionnelle à l'intensité de la composante du champ magnétique appliqué dans la direction du faisceau de lumière.

La relation entre la rotation du rayon et le champ magnétique est donnée comme:

$$\theta = V \cdot H \cdot L \quad (2.2)$$

L'angle de rotation de la polarisation est proportionnel au champ magnétique H et à la distance L parcourue par la lumière dans un milieu suivant la direction du champ. La rotation est liée linéairement au champ magnétique par la constante de Verdet, définie comme la rotation par unité de trajet, par unité de force de champ. Cette constante de proportionnalité empirique varie en fonction de la longueur d'onde et de la température [3].

La propriété la plus importante de l'effet Faraday est la non-réciprocité. Lorsque la direction du champ magnétique est fixe, l'état de polarisation conserve la même direction de rotation. La Figure 2.5 montre le mécanisme de la non-réciprocité de l'effet Faraday qui n'est pas réalisable avec les autres effets.

La direction de la lumière incidente est longue la ligne pointillée comme indiqué sur la Figure 2.5. Le champ magnétique reste dans la même direction dans les deux images. Lorsque la propagation de la lumière est dans la même direction que le champ magnétique, la polarisation de la lumière tourne avec un angle θ dans le sens des aiguilles d'une montre, comme le montre la Figure 2.5 (a). Lorsque la lumière est réfléchi, le faisceau lumineux se propageant dans le matériau a la rotation de polarisation décalée θ . Même si la lumière se déplace dans la direction opposée au champ magnétique, la lumière fait encore tourner avec un angle θ dans le sens des aiguilles d'une montre. La lumière de sortie finale n'est pas la même que l'entrée d'origine, au lieu de cela, elle tourne 2θ . Ainsi, l'angle de rotation s'accumule lorsque la lumière circule dans les matériaux si le champ magnétique reste dans la même direction. Cependant, si la lumière se propage dans la même direction, la rotation de la polarisation peut être modifiée en inversant la direction du champ magnétique.

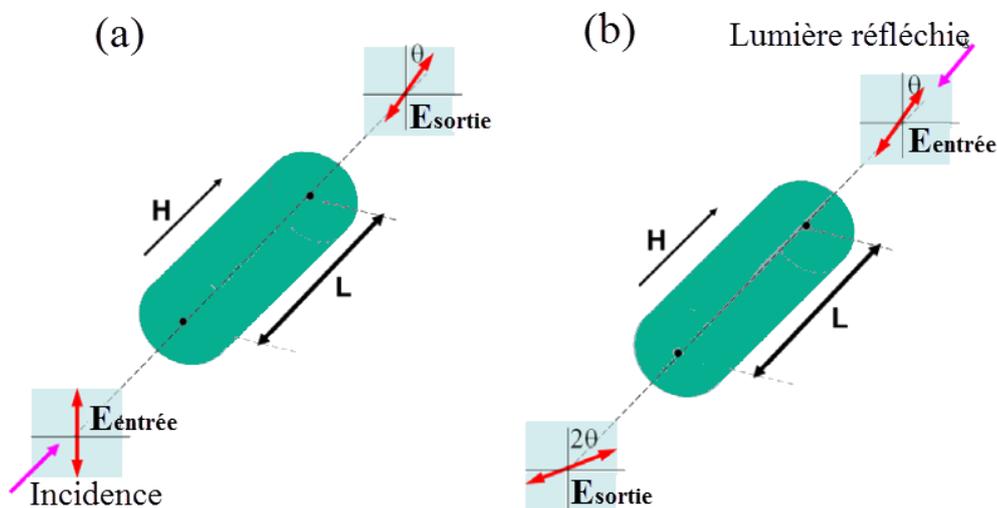


Figure 2.5 : Vue de l'effet Faraday. (a) Illustration schématique de l'effet Faraday. (b) Caractère de non-réciprocité de l'effet Faraday.

b- Les effets Voigt et Cotton-Mouton

Les effets Voigt et Cotton-Mouton ont été découverts en 1902 et 1907 [3]. Ce sont des effets du second ordre en \vec{B} . Ils apparaissent lorsque le champ magnétique appliqué est perpendiculaire au trajet lumineux. L'effet Voigt s'applique lorsque la lumière traverse un

milieu gazeux tandis que l'effet Cotton Mouton apparaît lorsque la lumière passe à travers un milieu liquide. Les deux effets sont insensibles au sens de \vec{B} et apparaissent généralement lorsque l'effet Faraday est nul.

c- L'effet Kerr

Il est l'équivalent à l'effet Faraday en réflexion et fut découvert par J. Kerr en 1876 [13,14], soit environ 30 ans après les découvertes de Faraday. Il se manifeste sur la lumière réfléchie comme le montre la Figure 2.6. L'effet Kerr (Connu sous le nom de *Magneto-Optical Kerr Effect*: MOKE) qualifié de polaire résulte d'une différence d'absorption (dichroïsme) entre les composantes lumineuses polarisées circulairement et aussi un déphasage entre elles (biréfringence circulaire). L'effet Kerr se traduit par la rotation du plan de polarisation d'un faisceau incident après réflexion sur un matériau [3].

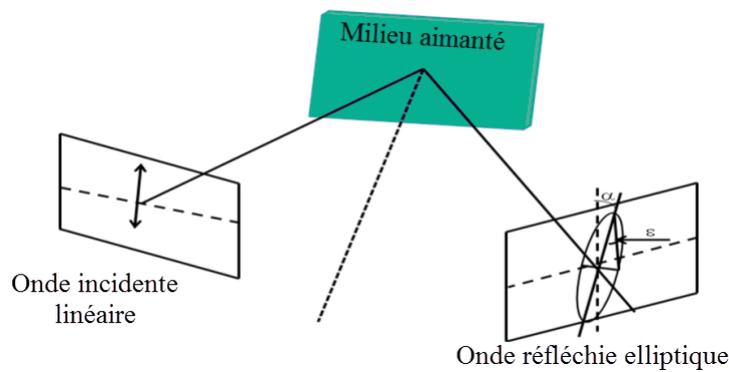


Figure 2.6 : Illustration schématique de l'effet Kerr magnéto-optique.

Selon l'orientation relative du vecteur d'onde de la lumière incidente et de l'aimantation M dans l'échantillon, on distingue trois principaux effets Kerr:

- Effet Kerr polaire

Un faisceau de lumière polarisée rectilignement tombe en incidence normale sur une surface aimantée perpendiculairement à la surface (Figure 2.7 (a)). Après réflexion, la polarisation a tourné d'un angle θ_K , typiquement inférieur au degré, et une ellipticité est apparue. L'inversion de l'aimantation conduit à une rotation en sens opposé. Ce cas correspond à une situation défavorable du point de vue magnétostatique. Elle ne se présente que si l'aimantation est forcée à être perpendiculaire à la surface, sous l'effet, soit d'un champ magnétique appliqué suffisamment fort, soit d'une anisotropie "perpendiculaire".

- Effet Kerr longitudinal

Un faisceau arrive sur une surface aimantée dans son plan en incidence oblique (Figure 2.7 (b)), l'aimantation étant dans le plan d'incidence de la lumière. Si la polarisation (E) du faisceau incident est perpendiculaire (s) ou parallèle (p) au plan d'incidence, la polarisation émergente est légèrement elliptique avec un grand axe faisant avec la polarisation incidente un angle généralement inférieur au degré. Une polarisation incidente quelconque (différente

de s ou p) ajouterait le déphasage de la réflexion ordinaire et rendrait l'effet magnéto-optique bien moins perceptible. Ici encore, la rotation s'inverse quand on inverse l'aimantation.

- Effet Kerr transverse

La géométrie est la même que dans le cas longitudinal, à ceci près que l'aimantation, toujours contenue dans le plan de surface, est perpendiculaire au plan d'incidence (Figure 2.7 (c)). Il n'y a alors pas de rotation pour les polarisations s ou p et, en fait, il n'y a pas du tout d'effet pour la polarisation s. En revanche, l'inversion de l'aimantation conduit, si la polarisation incidente est p, à une variation de l'intensité réfléchie.

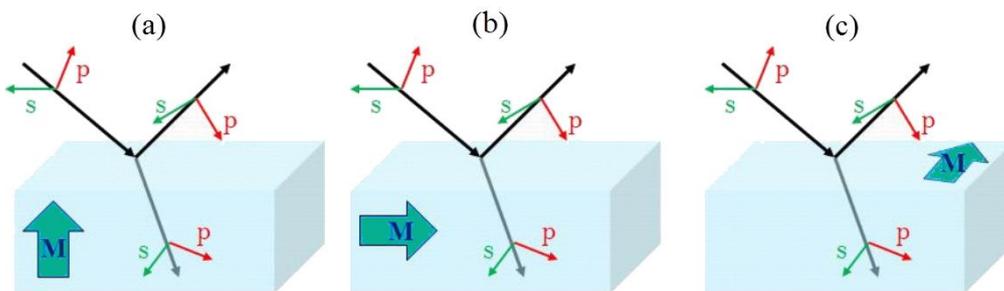


Figure 2.7 : Configurations Kerr MO: (a) Polaire, (b) Longitudinale, (c) Transverse pour les deux polarisations s et p [15].

2.1.2.2 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 :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= i \omega \mu_0 \vec{H} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= -i \omega \epsilon_0 \epsilon_m \vec{E}\end{aligned}\quad (2.3)$$

ϵ_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide. La permittivité du milieu MO est décrite par le tenseur ϵ_m [16]:

$$\epsilon_m = \epsilon + \Delta\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{iso} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{iso} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{iso} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & +ig_z & -ig_y \\ -ig_z & 0 & +ig_x \\ +ig_y & -ig_x & 0 \end{pmatrix}\quad (2.4)$$

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 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 d'aimantation. Dans le cas d'un matériau absorbant, les éléments de la matrice ϵ_m sont des nombres complexes.

Les solutions des équations de Maxwell (2.3) 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 (2.3), en prenant compte de l'expression (2.4), et en éliminant \vec{H} , l'équation des modes propres prend la forme:

$$n^2 \vec{E} - \vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{E}) = \varepsilon_m \vec{E} \quad (2.5)$$

où $\vec{n} = (c / \omega) \vec{k}$ 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 (2.5) il faut annuler le déterminant de la matrice:

$$\det(n^2 \delta_{jk} - n_j n_k - \varepsilon_{jk}) = 0 \quad (2.6)$$

L'équation (2.6) est une équation de Fresnel qui permet de trouver la relation entre ω et \vec{k} , ou autrement dit les valeurs propres.

2.2 Dispositifs magnéto-optiques

2.2.1 Dispositifs magnéto-optiques à ondes guidées

Il est possible de mettre en œuvre divers types de dispositifs magnéto-optiques à ondes guidées pour la modulation optique, la commutation et de nombreuses autres fonctions. Néanmoins, il y a eu très peu d'intérêt à développer de tels dispositifs parce que des performances égales ou meilleures des fonctions fournies par de tels dispositifs peuvent être accomplies par leurs équivalents électro-optiques ou acousto-optiques. Parmi les dispositifs de même performance, les dispositifs magnéto-optiques présentent certains inconvénients. Les guides d'ondes magnéto-optiques ne sont pas compatibles avec les guides diélectriques et semi-conducteurs utilisés dans la plupart des dispositifs photoniques car ils doivent être fabriqués avec des matériaux magnétiques, le plus souvent des grenats magnétiques, sur des substrats spéciaux pouvant supporter de tels guides. En outre, les modulateurs magnéto-optiques et les commutateurs se comparent moins favorablement aux modulateurs électro-optiques commandés en tension et aux commutateurs de la même fonction, en particulier ceux des structures de guides d'ondes, car ils doivent être contrôlés par des courants. Cependant, les dispositifs magnéto-optiques utilisant l'effet MO linéaire ont l'avantage unique de la non-réciprocité, ce qui n'est pas possible pour les dispositifs utilisant des effets électro-optiques ou acousto-optiques. Par conséquent, les dispositifs magnéto-optiques à ondes guidées les plus importants sont les dispositifs non réciproques, y compris les isolateurs optiques et les circulateurs à ondes guidées. Dans de tels dispositifs, le cœur du guide d'onde est constitué d'un matériau qui a une aimantation spontanée. Aucun courant de contrôle n'est nécessaire. La plupart d'entre eux utilisent des guides d'ondes YIG ou YIG substitué au bismuth (Bi:YIG) sur des substrats GGG.

2.2.2 Isolateurs et circulateurs optiques

Dans un système optique, les réflexions et la rétrodiffusion de la lumière provoquent souvent de sérieux problèmes allant du bruit dans les photodétecteurs aux instabilités dans les sources lumineuses. Un retour, même à un niveau extrêmement bas, sur un laser a généralement un effet significatif sur les caractéristiques du laser. Il peut changer la fréquence du laser, augmenter le bruit du laser, créer des fluctuations dans l'intensité du laser, verrouiller le laser à un mode de fonctionnement différent ou entraîner le laser dans l'instabilité, voire le chaos. Un retour à un photodétecteur ou à d'autres parties d'un système optique a également de nombreux effets indésirables. Parfois, le problème est si grave qu'il rend l'ensemble du système inutile.

Des isolateurs optiques sont nécessaires pour éviter de tels problèmes. Un isolateur optique est un dispositif non réciproque qui transmet une onde optique dans une direction mais la bloque dans le sens inverse, tout comme la fonction d'une diode dans un circuit électrique. Les principales caractéristiques d'un isolateur optique sont la perte d'insertion, la perte de retour et l'isolation inverse de dispositif. La perte d'insertion est l'atténuation d'un signal optique se propageant dans le sens direct à travers l'isolateur optique. La perte de retour spécifie dans quelle mesure la réflexion du signal de propagation vers l'avant est éliminée. En référence à la Figure 2.8 (a), ils sont définis comme [17]:

$$\text{Perte d'insertion} = -10 \log \frac{P_t^f}{P_{in}^f} \quad (2.7)$$

$$\text{Perte de retour} = -10 \log \frac{P_r^b}{P_{in}^f} \quad (2.8)$$

L'isolation inverse est une mesure de la fonction d'isolation du dispositif et elle est définie comme l'atténuation d'un signal optique se propageant vers l'arrière à travers l'isolateur. En référence à la Figure 2.8 (b), elle est donnée par [17]:

$$\text{Isolement inverse} = -10 \log \frac{P_t^b}{P_{in}^b} \quad (2.9)$$

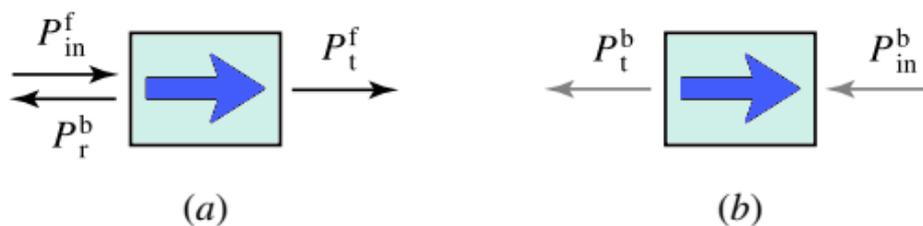


Figure 2.8 : Illustration schématique d'un isolateur optique avec (a) un signal d'entrée se propageant vers l'avant, P_{in}^f , et (b) un signal d'entrée se propageant vers l'arrière, P_{in}^b , avec les composantes transmises (P_t^f , P_t^b) et réfléchies (P_r^b) pour définir les spécifications clés.

Pour un bon isolateur, il est souhaitable que la valeur de la perte d'insertion soit aussi faible que possible alors que celles de la perte de retour et de l'isolation inverse soit aussi élevée que possible. En outre, la perte de retour doit être supérieure à l'isolation inverse pour qu'un dispositif soit utile sur le plan fonctionnel.

Dans certains systèmes, tels que les systèmes de transmission par fibre optique, une transmission bidirectionnelle avec isolation de la rétrodiffusion et des réflexions est nécessaire. Cette fonction peut être accomplie par un circulateur optique, qui boucle un signal optique à travers les ports successifs tout en bloquant la lumière rétrodiffusée et réfléchiée. Les diagrammes de la Figure 2.9 illustrent la fonction d'un circulateur optique à quatre ports. Un véritable circulateur optique relie tous les ports dans une boucle sans fin, comme illustré à la Figure 2.9 (b). Un circulateur quasi-optique boucle un signal optique à travers des ports successifs mais ne peut pas le transmettre du dernier port au premier port. À titre d'exemple d'application des circulateurs optiques, la Figure 2.10 montre la transmission bidirectionnelle dans une ligne de transmission à fibre unique utilisant un circulateur à chaque extrémité. Les deux vrais circulateurs et quasi-circulateurs sont acceptables pour cette application particulière [17].

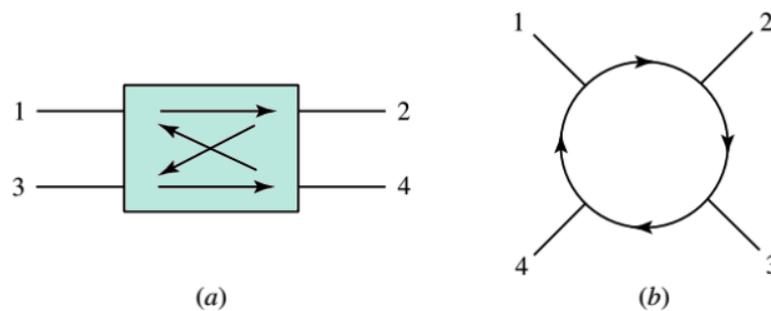


Figure 2.9: Illustration schématique de (a) un circulateur optique à quatre ports et (b) sa fonction de bouclage [17].

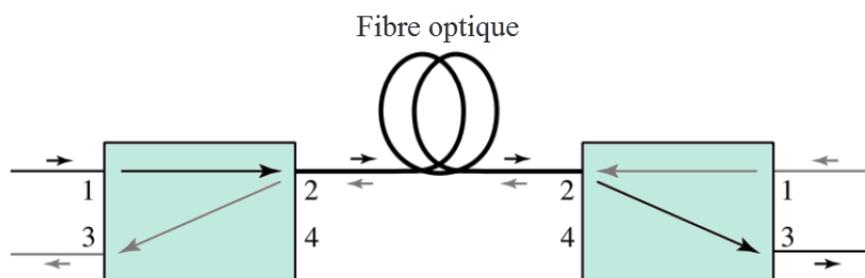


Figure 2.10: Illustration schématique de la transmission bidirectionnelle dans une ligne de transmission à fibre unique utilisant deux circulateurs [17].

Les rotateurs de Faraday sont les composants clés des isolateurs et des circulateurs optiques, car seul l'effet Faraday permet la transmission en mode non réciproque requise par ces dispositifs. Les matériaux les plus couramment utilisés pour les rotateurs de Faraday dans ces applications sont les films de cristal YIG et de grenat de fer et de terres rares substitué de bismuth, tels que $\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (Bi:YIG), $\text{Gd}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $(\text{YbTbBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, et beaucoup d'autres compositions différentes. Ces films ferrimagnétiques ont des valeurs de rotation

Faraday spécifiques très élevées et sont utilisés pour réaliser des isolateurs et des circulateurs très compacts. Grenats paramagnétiques, tels que $Tb_3Ga_5O_{12}$ (TGG) et $Tb_3Al_5O_{12}$ et des verres paramagnétiques, tels que des verres dopés au terbium, sont parfois également utilisés. Que le matériau utilisé soit ferrimagnétique ou paramagnétique, il est normalement placé dans le champ magnétique d'un aimant permanent. Dans le cas d'un grenat ferrimagnétique, le champ magnétique maintient le grenat magnétisé, de préférence à saturation magnétique pour une efficacité maximale.

2.2.2.1 Isolateurs dépendants de la polarisation

La structure de base d'un isolateur optique est constituée d'un rotateur de Faraday d'angle de rotation Faraday total $\theta_F = 45^\circ$ et de deux polariseurs linéaires, comme le montre la Figure 2.11 (a). L'axe du polariseur d'entrée peut être orienté arbitrairement, mais l'axe du polariseur de sortie doit être tourné de $\theta_p = 45^\circ$ par rapport à celui de l'entrée dans le même sens que la rotation de polarisation provoquée par le rotateur de Faraday. Une onde optique entrant dans le dispositif dans la direction avant à travers le polariseur d'entrée devient linéairement polarisée par ce polariseur. Le rotateur de Faraday fait alors tourner son plan de polarisation de 45° dans une direction parallèle à l'axe du polariseur de sortie. Par conséquent, l'onde polarisée linéairement émergeant du rotateur de Faraday est transmise par le polariseur de sortie sans atténuation. Pour l'isolation inverse, une onde optique de n'importe quelle polarisation entrant à partir de l'extrémité de sortie est polarisée par le polariseur de sortie. Comme la rotation Faraday est indépendante de la direction de propagation de l'onde, l'onde de propagation vers l'arrière qui émerge du rotateur de Faraday a une polarisation linéaire orthogonale à l'axe du polariseur d'entrée et se trouve ainsi bloquée. Pour minimiser la perte d'insertion dans l'application de cet isolateur, l'onde optique d'entrée doit clairement être polarisée linéairement dans une direction parallèle à l'axe du polariseur d'entrée. Après avoir traversé l'isolateur, son plan de polarisation est tourné de 45° bien qu'il soit encore polarisé linéairement. Par conséquent, l'isolateur de base représentée sur la Figure 2.11 (a) change la direction de polarisation de l'onde optique. Ce problème peut être éliminé en ajoutant une plaque demi-onde correctement orientée et en réorientant le polariseur de sortie, comme le montre la Figure 2.11 (b). Comme la lame demi-onde est un élément réciproque, elle n'interfère pas avec la fonction de l'isolateur tout en rétablissant la direction de polarisation. Pour les deux dispositifs représentés sur les Figure 2.11 (a) et (b), la fonction de l'isolation inverse est indépendante de la polarisation de l'onde se propageant vers l'arrière.

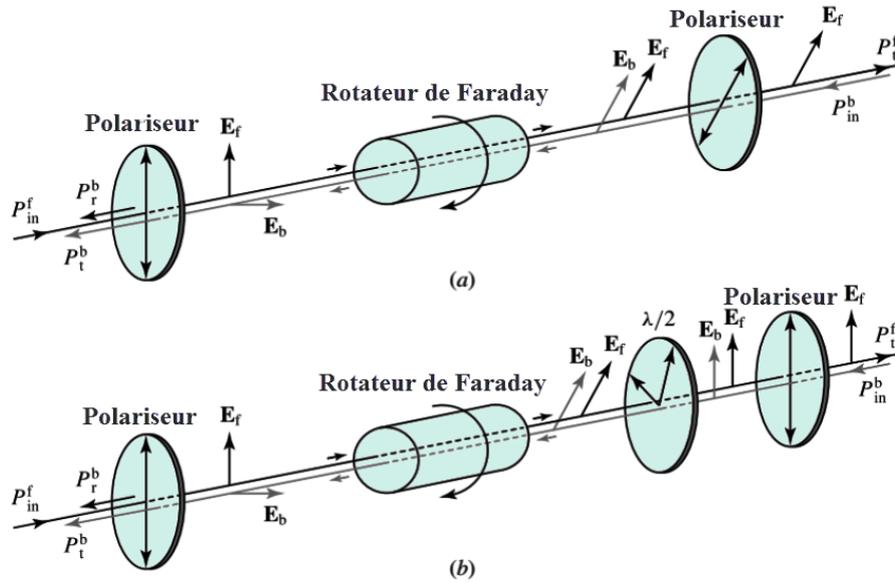


Figure 2.11: Structure de base et principe des isolateurs optiques dépendant de la polarisation. **(a)** La structure de base d'un isolateur optique change la direction de polarisation à la sortie. **(b)** L'ajout d'une lame demi-onde correctement orientée dans l'isolateur rétablit la polarisation dans sa direction d'origine. $\lambda/2$ marque une plaque demi-onde [17].

Pour obtenir une perte de retour élevée, les surfaces de chaque composant le long du trajet optique dans un isolateur doivent être revêtues antireflet. Pour éliminer toute autre réflexion résiduelle, les facettes des composants sont parfois coupées ou inclinées selon un petit angle, typiquement entre 1° et 10° . Les revêtements antireflet servent également à éviter la perte d'insertion. Le facteur limitant de la perte d'insertion est l'absorption des composants optiques, en particulier celle du rotateur de Faraday. Cette partie de l'absorption qui contribue au dichroïsme circulaire qui réduit également l'isolation inverse en faisant polariser elliptiquement une onde d'entrée polarisée linéairement après son passage dans le rotateur. Par conséquent, un rotateur de Faraday qui a à la fois une grande rotation spécifique et un faible coefficient d'absorption est le plus souhaitable. Afin d'avoir une faible perte d'insertion et une isolation inverse élevée, il est également très important de choisir des polariseurs ayant des taux d'extinction très élevés. Le taux d'extinction (*extinction rate*: ER) d'un polariseur est une propriété intrinsèque du polariseur défini comme [17]:

$$ER = -10 \log \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} = -10 \log \sigma \quad (2.10)$$

où T_{\parallel} est la transmittance d'une onde optique qui est polarisée linéairement dans une direction parallèle à l'axe du polariseur, T_{\perp} est celle de sa polarisation orthogonale, et $\sigma = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}$

est le taux d'extinction dans l'échelle linéaire. D'autres facteurs importants affectant à la fois la perte d'insertion et l'isolation inverse sont l'angle de rotation Faraday θ_F et l'ellipticité Faraday ε_F générée par le rotateur de Faraday, ainsi que l'angle θ_p entre l'axe du polariseur de sortie et celui du polariseur d'entrée. Pour un isolateur de la structure de base représentée sur la Figure 2.11 (a), où les polariseurs d'entrée et de sortie ont respectivement des rapports d'extinction σ_{in} et σ_{out} , la perte d'insertion et l'isolation inverse peuvent être respectivement [17]:

$$\text{Perte d'insertion} = L_0 - 10 \log [\cos^2(\theta_F - \theta_p) + \sigma_{out} \sin^2(\theta_F - \theta_p) + (1 + \sigma_{out})\varepsilon_F^2] \quad (2.11)$$

$$\text{Isolement inverse} = L_0 - 10 \log [\cos^2(\theta_F + \theta_p) + \sigma_{in} \sin^2(\theta_F + \theta_p) + (1 + \sigma_{in})\varepsilon_F^2] \quad (2.12)$$

où L_0 est la perte optique de fond incluant les pertes par absorption du rotateur de Faraday et les polariseurs ainsi que les pertes de réflexion résiduelles dues au revêtement antireflet imparfait des surfaces optiques dans le système. On peut voir à partir de (2.11) et (2.12) que la perte d'insertion est minimisée tandis que l'isolation inverse est maximisée en choisissant $\theta_F = \theta_p = 45^\circ$. L'effet sur l'isolation inverse provoqué par un écart de θ_F de 45° peut être éliminé en ajustant θ_p pour un écart de la même valeur, mais au prix d'une augmentation de la perte d'insertion. Des relations similaires, avec des modifications appropriées selon une structure particulière, peuvent être écrites pour l'isolateur montré sur la Figure 2.11 (b), ainsi que pour celles d'autres structures.

2.2.2.2 Circulateurs dépendants de la polarisation

La Figure 2.12 montre la structure d'un circulateur optique dépendant de la polarisation. Il se compose de deux séparateurs de faisceau polarisant, d'un rotateur de Faraday de 45° et d'une plaque demi-onde [18]. Un cube séparateur de faisceau polarisant sépare les ondes polarisées s et p en les transmettant et en les réfléchissant, respectivement, à l'interface des prismes qui constituent le cube. L'orientation de la lame demi-onde est telle que l'angle de rotation de polarisation nette à travers la combinaison du rotateur de Faraday et de la lame demi-onde est nul pour une onde de propagation rectiligne polarisée linéairement, mais elle est de 90° pour une onde de propagation vers l'arrière. Par conséquent, une onde polarisée s entrant dans le *port 1* quitte le *port 2* polarisée s ; une onde polarisée s entrant dans le *port 2* sort du *port 3* polarisée p ; une onde polarisée p entrant dans le *port 3* quitte le *port 4* polarisée p ; enfin, une onde polarisée p entrant dans le *port 4* sort du *port 1* polarisée s . On peut voir que ces quatre ports ne sont pas réciproques car la propagation des ondes dans l'ordre inverse est interdite. Pour chacun de ces quatre ports non réciproques, les polarisations d'entrée et de sortie sont les mêmes. Les *ports 5* et *6* de ce dispositif particulier sont des ports réciproques et ne font pas partie du circulateur. Si une onde optique de la mauvaise direction de polarisation entre dans un port non réciproque particulier, elle ne peut pas entrer dans la boucle du circulateur mais elle est perdue par l'intermédiaire d'un des ports réciproques. Par exemple, si une onde polarisée p pénètre dans le *port 1*, elle est perdue par le *port 5*. Par conséquent, le dispositif est clairement un circulateur dépendant de la polarisation à quatre ports. D'autres conceptions basées sur des concepts similaires sont également possibles.

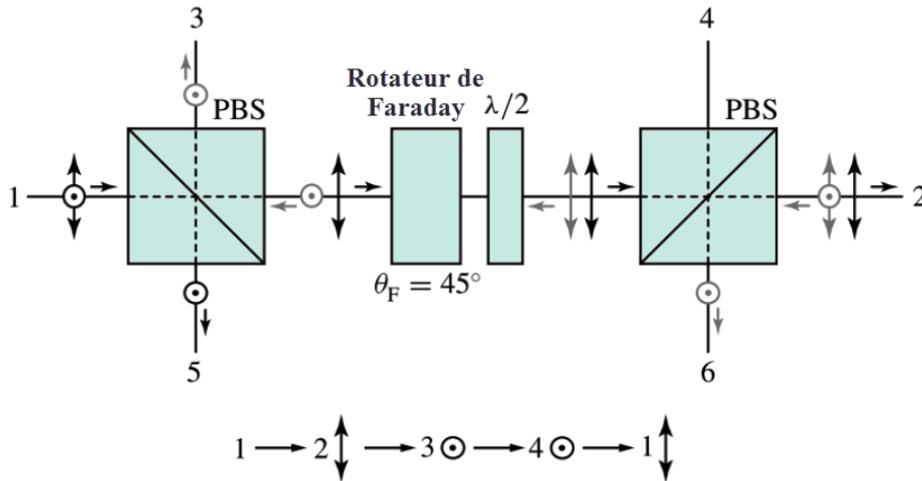


Figure 2.12 : Circulateur dépendant de la polarisation. Le circulateur boucle dans la séquence $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ parmi les quatre ports non réciproques. Les ports 5 et 6 sont des ports réciproques et ne font pas partie de la boucle du circulateur. PBS indique un séparateur de faisceau polarisant (*polarizing beam splitter*). $\lambda/2$ marque une demi-onde [17].

2.2.3 Capteurs magnéto-optiques

Des modulateurs de polarisation et d'amplitude basés sur l'effet Faraday et pilotés par des courants ou des champs magnétiques peuvent être facilement réalisés. Par rapport aux modulateurs de polarisation et d'amplitude électro-optiques [17], ces dispositifs ont des fonctions similaires mais des caractéristiques assez différentes. Le mécanisme responsable des modulateurs de polarisation magnéto-optiques est la biréfringence circulaire, tandis que celui des modulateurs de polarisation électro-optique est la biréfringence linéaire. Si l'onde optique d'entrée est polarisée linéairement, la sortie d'un modulateur de polarisation magnéto-optique idéal est polarisée linéairement, mais celle d'un modulateur de polarisation électro-optique est polarisée elliptiquement en général et n'est polarisée linéairement que lorsque la tension appliquée est égale à un multiple entier de la tension demi-onde. La structure de base des modulateurs d'amplitude à la fois magnéto-optique et électro-optique consiste en un modulateur de polarisation et une paire polariseur-analyseur.

La configuration de base d'un modulateur d'amplitude magnéto-optique est simplement celle de l'isolateur optique dépendant de la polarisation, comme indiqué sur la Figure 1.11 (a), sauf que θ_F pour un modulateur peut avoir n'importe quelle valeur et le polariseur à la sortie est maintenant appelé l'analyseur. Habituellement, il y a une perte d'absorption dans le rotateur de Faraday, ainsi que dans le polariseur et l'analyseur. Si le rotateur de Faraday a un dichroïsme circulaire magnétique négligeable, l'onde optique transmise reste polarisée linéairement, bien qu'atténuée. Le facteur de transmission de l'intensité du modulateur est alors donné par [17]:

$$T = \frac{I_{out}}{I_{in}} = T_0 e^{-\alpha l} \cos^2(\theta_F - \theta_p) = \frac{T_0}{2} e^{-\alpha l} [1 + \cos 2(\theta_F - \theta_p)] \quad (2.13)$$

où α et l sont respectivement le coefficient d'absorption et la longueur du rotateur de Faraday et T_0 représente les pertes dans le polariseur, l'analyseur et d'autres composants tels que le

substrat non magnétique supportant un film magnétique. Si l'onde optique d'entrée est polarisée linéairement, $0 < T_0 \leq 1$. Si elle est non polarisée, $0 < T_0 \leq 1/2$. Si la valeur absolue de θ_F est petite, θ_p est choisi pour être 45° pour une réponse linéaire. Alors T varie linéairement avec θ_F :

$$T = \frac{T_0}{2} e^{-\alpha l} (1 + \sin 2\theta_F) \approx T_0 e^{-\alpha l} \left(\frac{1}{2} + \theta_F \right) \quad (2.14)$$

Dans ce cas, la transmittance T a la sensibilité la plus élevée en réponse aux variations de la valeur de θ_F autour du point $\theta_F = 0$. Puisque θ_F d'un rotateur de Faraday paramagnétique ou diamagnétique est linéairement proportionnel au champ magnétique, et donc linéairement proportionnel au courant de modulation, une réponse linéaire qui a une sensibilité élevée sur une grande plage dynamique peut être obtenue pour un modulateur utilisant un tel rotateur de Faraday. Dans certaines applications, cependant, une valeur de θ_p différente de 45° est choisie pour des objectifs autres qu'une réponse linéaire.

Pour mesurer la valeur de l'angle de rotation Faraday θ_F indépendamment des fluctuations de l'intensité optique d'entrée et de l'étalonnage absolu du système de détection, une configuration polarimétrique à double quadrature comme représenté sur la Figure 2.13 peut être utilisée.

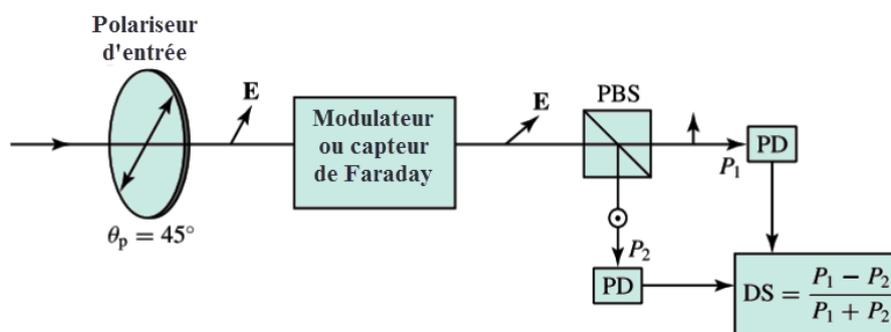


Figure 2.13 : Schéma de détection polarimétrique à double quadrature pour la mesure de l'angle de rotation Faraday. PD indique un photodétecteur. PBS indique un séparateur de faisceau polarisant [17].

Dans cette configuration, un séparateur de faisceau polarisant, tel qu'un prisme de *Glan*, est utilisé pour diviser le faisceau de sortie en deux faisceaux polarisés linéairement orthogonaux détectés par deux photodétecteurs différentiels de réceptivité adaptée. Les lectures de sortie des deux photodétecteurs sont prises pour calculer un signal de différence normalisé (*difference signal* : DS):

$$DS = \frac{P_1 - P_2}{P_1 + P_2} \quad (2.15)$$

où P_1 et P_2 sont les puissances optiques des deux faisceaux détectés par les photodétecteurs différentiels. En orientant correctement l'axe principal du séparateur de polarisation par rapport à celui du polariseur d'entrée pour $\theta_p = 45^\circ$ de sorte que $DS = 0$ lorsque $\theta_F = 0$, le signal de différence dépend de l'angle de rotation Faraday [17]:

$$DS = \sin 2\theta_F \quad (2.16)$$

2.2.4 Capteurs de champ électrique et magnétique

Un modulateur d'amplitude magnéto-optique peut être utilisé comme capteur de courant ou de champ magnétique. Pour ce type d'application, une réponse linéaire est souhaitée. Par conséquent, la valeur absolue de θ_F est maintenue petite dans la gamme de fonctionnement, et l'analyseur est soigneusement orienté à $\theta_p = 45^\circ$ par rapport au polariseur, de sorte que l'équation (2.16) est valide. Des matériaux paramagnétiques ou diamagnétiques, tels que le verre de silice, les verres dopés au terbium, TGG, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) et $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO), sont utilisés.

Il existe deux types différents de capteurs de courant, à savoir, *liés* et *non liés*. Dans un capteur *lié*, le conducteur portant le courant à mesurer est entièrement entouré par le milieu magnéto-optique. Dans un dispositif *non lié*, le support magnéto-optique ne renferme pas complètement le conducteur.

La Figure 2.14 montre deux exemples du type lié. Dans la Figure 2.14 (a), le rotateur de Faraday est constitué d'un matériau magnéto-optique monolithique, tel qu'un morceau de verre de silice. Le conducteur traverse l'ouverture centrale de ce milieu. Une onde polarisée linéairement est guidée par une réflexion interne totale au niveau des coins correctement formés pour se déplacer étroitement le long de la ligne de champ magnétique encerclant le conducteur. Pour multiplier l'angle de rotation Faraday, une conception optique sophistiquée pour guider l'onde optique pour encercler de multiples tours autour du conducteur peut être mise en œuvre sur cette structure de base. En variante, une fibre optique enroulée autour du conducteur, représentée sur la Figure 2.14 (b), peut être utilisée.

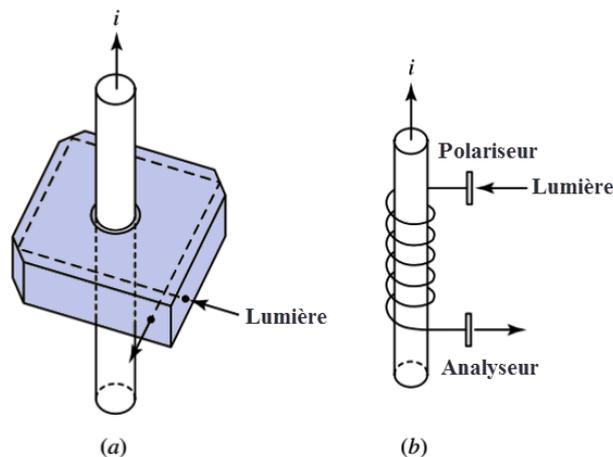


Figure 2.14 : Capteurs de courant magnéto-optique de type lié utilisant (a) un rotateur de Faraday monolithique et (b) une fibre optique enroulée autour du conducteur en tant que rotateur de Faraday [17].

Pour un capteur de courant couplé, l'angle de rotation Faraday donné en (2.2) doit être modifié car le champ magnétique et le chemin optique sont tous deux bouclés autour du courant. En utilisant la loi d'Ampère, nous avons:

$$\theta_F = V \oint H_0 \cdot dl = VNi \quad (2.17)$$

où N est le nombre de spires pour lequel le chemin optique encercle le courant i .

2.3 Cristaux magnéto-photoniques

2.3.1 Définition

Lorsque les matériaux constitutifs des cristaux photoniques (CPs) sont magnétiques, ou que seul un défaut introduit dans les CP est magnétique, toute la structure est appelée cristaux magnéto-photoniques (CMPs) et présentent des propriétés optiques et magnéto-optiques (MO) très uniques. Le fort confinement des photons au voisinage des défauts magnétiques entraîne une forte augmentation des réponses MO linéaires et non linéaires des milieux [19]. Le comportement non-réciproque et la gyrotropie ont été deux facteurs de motivation pour l'étude des structures de bandes interdites photoniques dans les matériaux avec propriétés magnétiques. L'effet Faraday, l'effet de superprisme magnétique et la structure de bande photonique magnéto-contrôlable, sont prévues d'une manière théorique [19-27]. Cette dernière décennie a été témoin d'un intérêt croissant pour les effets de propagation et de polarisation optique dans les CMPs [5,21-28] où elle a généré un nombre intéressant de résultats expérimentaux et de prédictions théoriques avec un piégeage de photons dans des cavités résonnantes MO non réciproques, s'est révélé une bonne amélioration de la rotation Faraday. [19,21]. Ainsi, un point important c'est que l'unidirectionnalité électromagnétique et la rupture de symétrie ont également été prédites dans des milieux non réciproques [22, 29].

2.3.2 État de l'art

Dans cette partie, d'état de l'art des cristaux magnéto-photoniques, nous mettrons en évidence de nombreuses études et travaux réalisés dans ce domaine, tout en soulignant les résultats obtenus. Nous montrerons ces travaux classifiés selon leurs types de structures, 1D, 2D ou 3D.

2.3.2.1 Cristaux magnéto-photoniques unidimensionnels (1D)

Le cristal magnéto-photonique 1D est constitué d'une structure de multicouches périodiques. Ils peuvent être utilisés pour exalter les effets MO dus notamment à l'aspect de la structure des bandes, en bord des bandes, et à la présence des bandes interdites pour lesquels des travaux de recherches ont été réalisés pour obtenir la rotation Faraday élevée la plus parfaite possible.

Inoue *et al.* [19,20] ont réalisé deux types de structures à base de CMPs 1D. La première est une structure périodique formée par une alternance de couches de matériaux MO de Bi:YIG et diélectriques de SiO_2 (Figure 2.15 (a)). Une augmentation de la valeur de la rotation Faraday en bords de la BIP est observée [19,20]. En effet, un premier pic est observé en bord inférieur vers une longueur d'onde de 750 nm et un deuxième pic plus large est observé en bord supérieur vers une longueur d'onde de 1050 nm.

La deuxième structure (Figure 2.15 (b)) est une structure à microcavité, elle est formée d'une couche de matériau MO (Bi:YIG) avec une épaisseur de 230 nm, confinée entre deux réseaux formés par alternance de couches de matériaux diélectriques de Ta_2O_5 et SiO_2 . Une

résonnance de la valeur de la transmittance ainsi qu'une augmentation de la valeur de la rotation Faraday à l'intérieur de la BIP est observée (≈ 720 nm) [19,20]. En effet, la valeur de la rotation Faraday est 10 fois supérieure à celle d'une couche de référence. Ces résultats expérimentaux sont en concordance avec les prédictions théoriques.

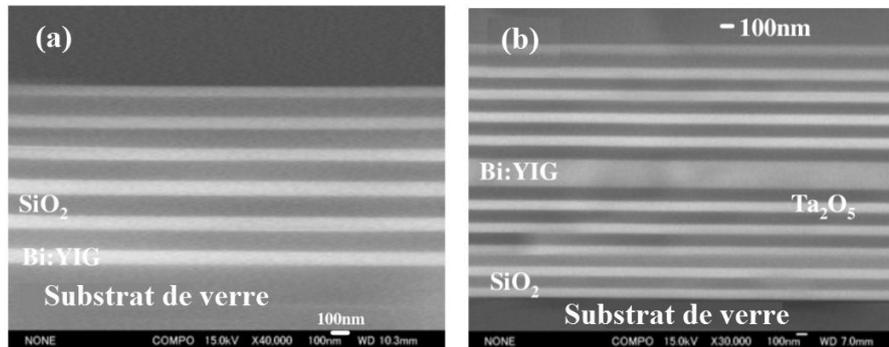


Figure 2.15: Images MEB transversales d'un CMP 1D [20]. (a) structure de la microcavité de $(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)_5/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)_5$ et (b) structure périodique de $(\text{Bi:YIG}/\text{SiO}_2)_5/\text{Bi:YIG}$.

S. Kahl and A. M. Grishin [5] ont préparé un cristal photonique magnéto-optique unidimensionnels à partir de couches hétéroépitaxiales de BIG et YIG par ablation laser pulsé (*Pulsed Laser Deposition: PLD*). L'exemple présenté ici est le multicouche $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}^4/(\text{YIG}/\text{BIG})^4$ où l'exposant indique la répétition de couches doubles ou simples (voir Figure 2.16). Toutes les couches simples ont des épaisseurs d'un quart de longueur d'onde dans le matériau respectif où la conception était de 10557 nm. La longueur d'onde obtenue expérimentalement λ_0 s'est avérée être de 748 nm, ce qui correspond à une épaisseur totale de film de 1486 nm, en accord avec la valeur de (1480 ± 50) nm mesurée par profilomètre. La somme des épaisseurs de toutes les couches de BIG est de 836 nm et de toutes les couches de YIG de 652 nm. La rotation Faraday magnéto-optique a été augmentée de 140% alors que la transmission a diminué de seulement 16% à la longueur d'onde de conception de 750 nm par rapport à un film monocouche de grenat de fer bismuth d'épaisseur équivalente. L'échantillon est exempt de fissures et un bon accord entre les spectres simulés et expérimentaux de la transmission optique et de la rotation Faraday indique une qualité élevée de l'échantillon et la robustesse de la technique de préparation.

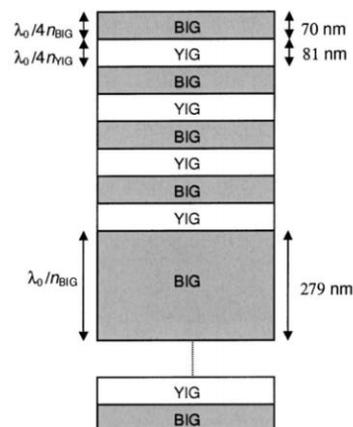


Figure 2.16 : Structure schématique du cristal photonique magnéto-optique $(\text{BIG}/\text{YIG})^4/\text{BIG}^4/(\text{YIG}/\text{BIG})^4$ [5].

Mikhail Vasiliev *et al.* [30] ont cherché à optimiser les propriétés des films MO et des nanostructures photoniques avec une magnétisation perpendiculaire pour les visualiseurs et les capteurs de champs magnétiques basés sur les changements de la structure du domaine magnétique sous l'influence de champs magnétiques externes. Ils ont considéré l'utilisation de différents types de structures CMPs 1D dans les visualiseurs et les capteurs magnéto-optiques. Une augmentation significative de la sensibilité du dispositif est prédite par rapport au cas des films de détection MO à couche unique. L'utilisation de structures CMPs dans les visualiseurs et les capteurs basés sur les changements de la structure du domaine magnétique sous l'influence des champs parasites magnétiques augmente de un à deux ordres de grandeur la sensibilité magnétique des capteurs magnéto-optiques avec une augmentation simultanée de la sensibilité MO du film de détection. L'analyse prenant en compte les caractéristiques d'absorbance réelles des films de détection existants est incluse.

Z. Yu *et al.* [31] ont proposé la conception d'un isolateur pour les modes TE, utilisant un CMP 1D. La cellule d'unité comprend deux couches de grenat aimantées dans les directions opposées et une couche de silice (Figure 2.17). Les effets MO sont induits par la couche magnéto-optique (Bi:YIG), et la bande interdite est formée par l'interaction avec la structure périodique dépendant du contraste d'indice entre le BIG et le SiO₂. L'angle d'incidence choisi permet d'obtenir une transmission interdite dans le sens retour dû au band gap unidirectionnel et l'effet non-réciproque inclut une inversion des symétries spatiale et temporelle.

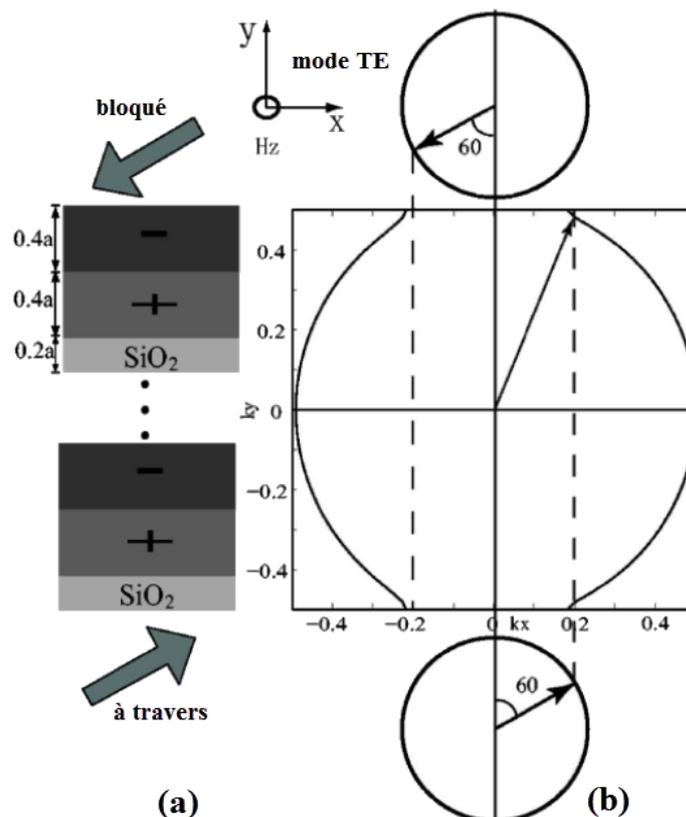


Figure 2.17 : (a) Structure du CMP 1D, (b) courbe iso-fréquence dans le plan (k_x, k_y) : l'onde incidente à 60° est transmise dans le sens aller et bloquée par le « gap » de la structure de bande dans le sens retour [31].

Z. Wu *et al.* [32] ont démontré un commutateur optique à commande magnétique basé sur la séparation de bande interdite TE/TM dans des guides d'ondes à CMP. La rotation fondamentale de Faraday en mode de magnétisation longitudinale associée à la rétrodiffusion dans des modes non fondamentaux de biréfringence pour la magnétisation transversale est montrée pour bloquer et transmettre sélectivement la lumière infrarouge. Pour produire les commutateurs optiques, des CMPs 1D sont fabriqués dans des guides d'ondes multimodes, comme le montre la Figure 2.18. Les CPs fonctionnels fabriqués dans des films de grenat de fer fournissent une commutation optique pouvant être commandée magnétiquement. La séparation par bandes d'arrêt transversales et transversales magnétiques associée à la gyrotropie optique est utilisée pour bloquer et transmettre sélectivement la lumière proche infrarouge dans les géométries de guides d'ondes. La biréfringence géométrique permet la biréfringence basse et haute simultanée dans différents modes nécessaires pour créer une séparation de bande interdite et une gyrotropie magnéto-optique efficace dans un seul appareil.

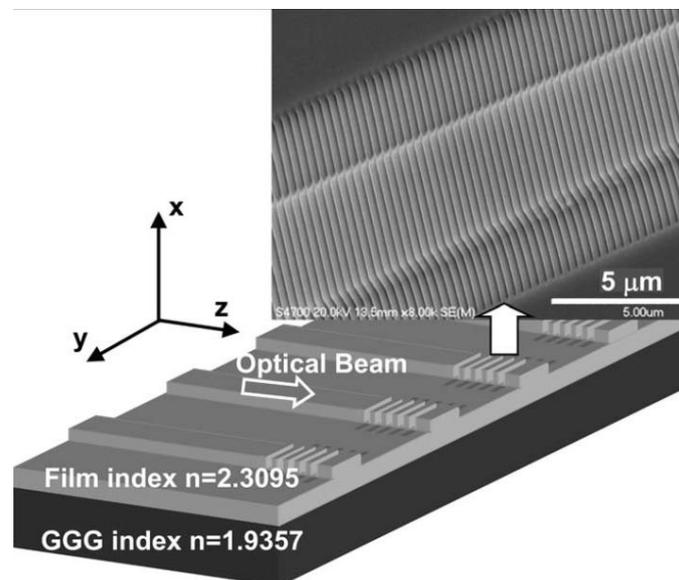


Figure 2.18 : Représentation schématique d'un commutateur de guide d'onde gyrotropique avec un cristal magnéto-phonique surdimensionné [32].

Une section d'alimentation magnéto-optique précède la structure de bande interdite. Une micrographie électronique à balayage du cristal magnéto-phonique sur le guide d'onde de la crête est également représentée [32].

V. I. Pipa *et al.* [33] ont présenté des études théoriques sur les caractéristiques spectrales et angulaires de l'émission thermique de CMPs semi-conducteurs 1D dans un champ magnétique externe. La propagation de l'émission est décrite par la méthode de la matrice 4×4 utilisant la dépendance non linéaire du champ magnétique d'un tenseur diélectrique à semi-conducteur. Les calculs sont effectués pour la structure $(\text{ZnS}/\text{KBr})^2/\text{InAs}/(\text{KBr}/\text{ZnS})^{10}$ dans la gamme spectrale $8\text{-}11 \mu\text{m}$. Il est établi que l'émission thermique est à bande étroite et à faisceau étroit et modifie sensiblement le champ magnétique. Les résultats montrent que les CMPs peuvent être utilisés pour créer des émetteurs sélectifs accordables pour les gammes spectrales infrarouges à ondes moyennes et longues.

T. Yoshimoto *et al.* [34] ont fabriqué par recuit sous vide des CMPs comprenant du grenat de fer et d'yttrium substitué au cérium (Ce:YIG) pris en sandwich par deux miroirs de Bragg (voir Figure 2.19(a)). Ce:YIG a été déposé sur des miroirs de Bragg à température ambiante et recuit dans $5 Pa$ d'air résiduel. Aucune cérium ou autre phase non grenat n'a été détectée. Des ions cérium $3+$ substitués sur les sites d'yttrium et aucun ion cérium $4+$ n'a été trouvé. La Figure 2.19(b) montre le profil de la lumière de propagation calculée en tant qu'amplitude au carré du champ électrique en CMP à une longueur d'onde de $1570 nm$. La lumière polarisée linéairement à incidence normale a été localisée au niveau de la couche de «défaut» Ce:YIG, ce qui brise la périodicité des indices de réfraction. Cela indique un long temps de résidence ou des réflexions multiples de la lumière dans la couche Ce:YIG, donc les effets non réciproques devraient être améliorés dans cet échantillon. L'angle de rotation Faraday du CMP était de $-2,92^\circ$ à une longueur d'onde de $\lambda = 1570 nm$ était 30 fois supérieur à celui du film Ce:YIG. Ces résultats ont montré une bonne concordance avec les valeurs calculées obtenues en utilisant une approche matricielle.

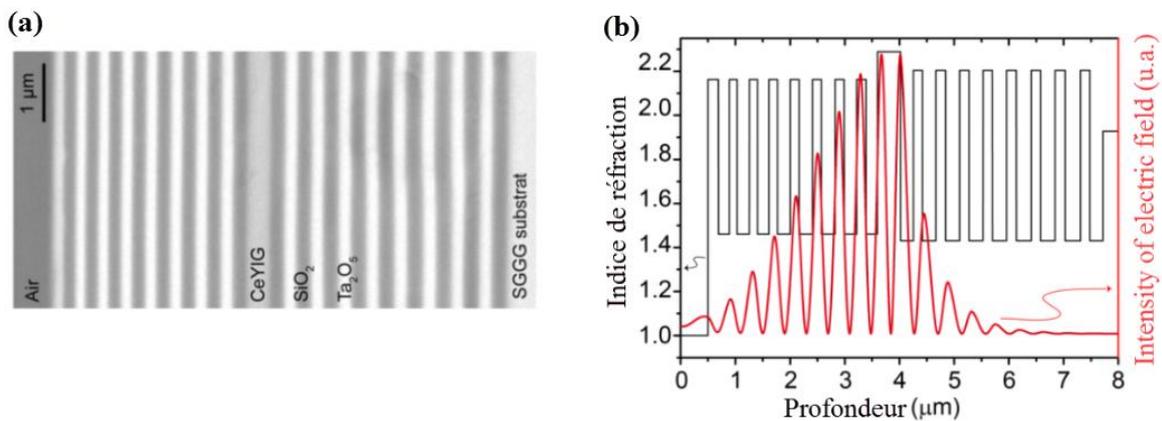


Figure 2.19 : (a) Image de composition en coupe transversale d'un CMP fabriqué $SiO_2/(Ta_2O_5/SiO_2)^8/Ce:YIG/(SiO_2/Ta_2O_5)^8$, constitué d'un substrat SGGG. (b) La ligne noire fine montre le profil d'indice de réfraction à travers le CMP. La ligne rouge épaisse montre l'amplitude du champ électrique [34].

2.3.2.2 Cristaux magnéto-photoniques bidimensionnels (2D)

- Déphaseur non-réciproque des modes TE dans un guide magnéto-photonique

Le déphaseur non-réciproque des modes TE dans un guide magnéto-photonique a été présenté dans les travaux de N.Kono et M.Koshiba [35]. Le guide photonique dans un CMP à symétrie hexagonale est présenté dans la Figure 2.20.

La paroi de compensation magnétique est ainsi créée au milieu du guide et afin d'obtenir un décalage de phase non-réciproque, la structure est formée par deux domaines magnétiques aimantés dans les directions opposées et parallèlement à l'axe x.

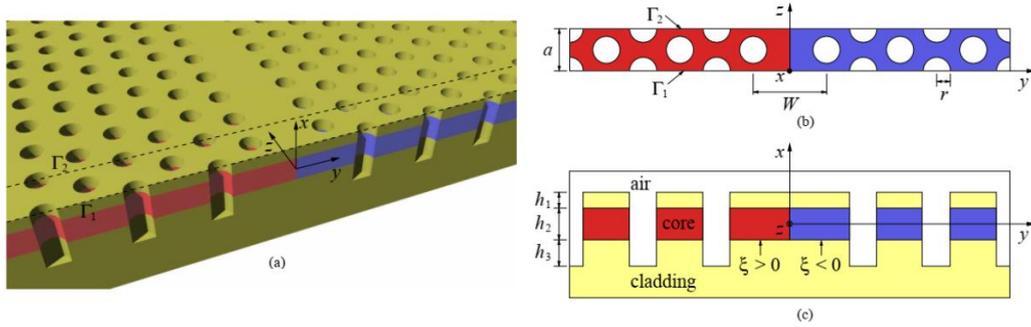


Figure 2.20 : (a) Représentation schématique du guide d'onde à base de cristaux magnéto-photonique planaire $w1$, (b) Vue en coupe transversale supérieure et (c) Vue en coupe latérale du guide d'ondes magnéto-photonique planaire avec une paroi de compensation [35].

Les paramètres utilisés en section sont le rayon du trou $r = 0,25a$ et la rotation Faraday $\theta_F \approx 3000^\circ/cm$; les indices de réfraction de la couche centrale et de la couche de revêtement sont respectivement $n = 2,3$ et $1,45$, les couleurs rouge et bleu indiquent les domaines magnétiques aimantés dans les directions opposées [35].

- Conception du circulateur à base de cavité magnéto-photonique couplé à trois guides photoniques

Un circulateur de cavité magnéto-photonique couplé à trois guides photoniques a été proposé dans les travaux de Z. Wang et S. Fan [36] où le fonctionnement est décrit par la théorie de perturbation avec un facteur de perturbation qui représente l'anisotropie magnéto-optique du milieu. Il y a deux modes propres dégénérés de la cavité non perturbée qui se couplent sous l'effet de l'aimantation, qui va induire ainsi deux modes contrarotatifs. L'effet MO dépend de la force de couplage et afin de maximiser ce facteur, les études proposent une cavité incluant des zones MO aimantées dans des directions opposées (Figure 2.21).

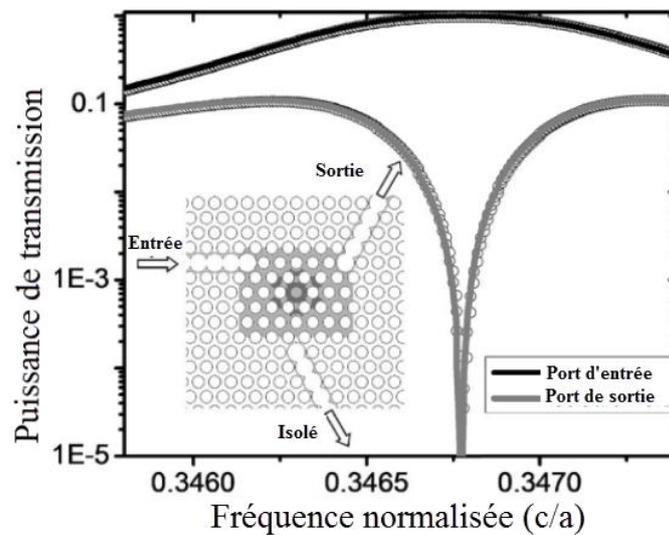


Figure 2.21 : Circulateur à base de structure magnéto-photonique 2D, et spectres de transmission aux deux portes de sorties. Une isolation de 30dB entre les deux portes de sortie a été démontrée sur la plage de fréquences de $12,6 GHz$ autour de $1,55 \mu m$ [36].

- Structure magnéto-photonique à bande interdite unidirectionnelle fonctionnant avec une aimantation uniforme

Une structure à bande interdite unidirectionnelle fonctionnant avec une aimantation uniforme est proposée pour laquelle l'apparition du band gap unidirectionnel dans les CMPs 2D a été étudiée par M. Vanwolleghem *et al.* [37]. Dans cette structure, la réduction de symétrie spatiale est obtenue grâce à la symétrie triangulaire trèfles des trous (Figure 2.22 (a)).

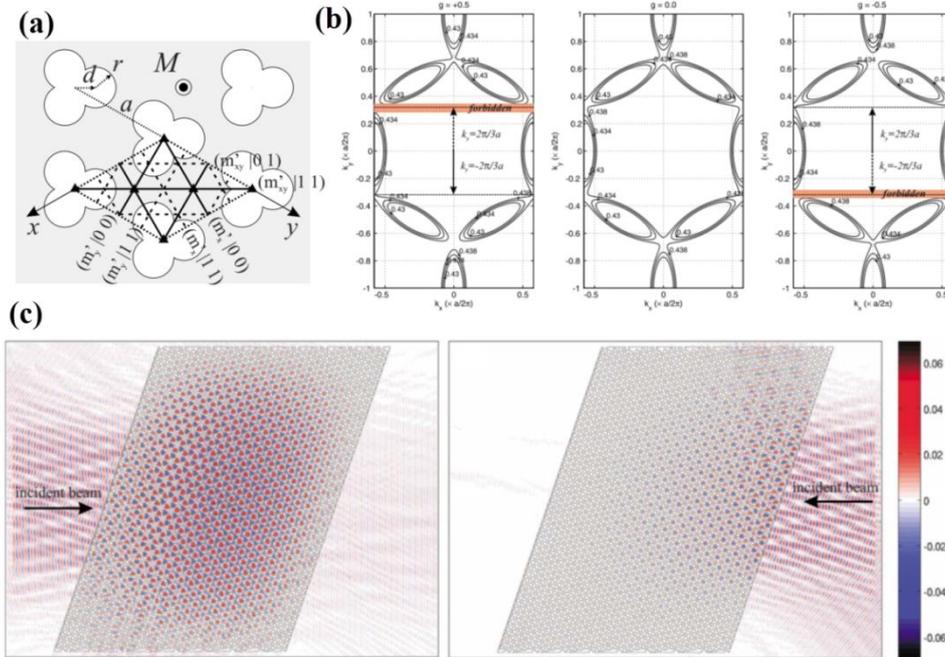


Figure 2.22: (a) Structure triangulaire de CMP 2D à aimantation uniforme avec des trous sous forme de trèfles, (b) contours d'iso-fréquences dans le plan (k_x, k_y) pour les valeurs de gauche à droite $g = +0,5$; 0 ; $-0,5$, (c) Cartes de terrain en Hz en régime permanent sous éclairage en ondes planes TE en marche avant et en arrière à la fréquence normalisée $\omega^* = 0.457$ et la gyrotropie $g = -0.1$ [37].

Dans le sens direct, la lumière est transmise par résonance, tandis que dans le sens inverse, la bande interdite unidirectionnelle rejette la lumière incidente [37].

L'inversion de la symétrie temporelle ainsi que la réduction de symétrie cristalline permettent de former la bande interdite unidirectionnelle pour certains angles d'incidence. La simulation numérique a montré une transmission non-réciproque (25 dB d'isolation) dans le cristal photonique trèfles de 40 périodes ($\sim 20 \mu\text{m}$) dont les courbes d'iso-fréquences dans ce cas montrent que la transmission unidirectionnelle nécessite un angle d'incidence bien déterminé.

- Circulateur magnéto-optique conçu pour fonctionner dans un champ magnétique externe uniforme

Le circulateur dans la structure magnéto-optique aimanté uniformément a été démontré dans les travaux de W. Smigaj *et al.* [38] où une méthode d'analyse de la fonction qui décrit la force de couplage des modes rotatifs est proposée. L'analyse permet d'élaborer la géométrie optimale de la cavité incluant des anneaux MO aimantés et des zones non MO (Figure 2.23).

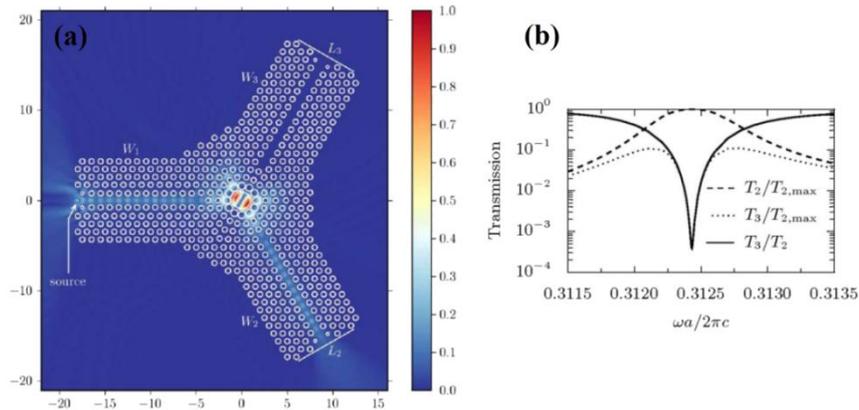


Figure 2.23 : (a) Amplitude du champ magnétique excité par une source ponctuelle de fréquence $\omega = 0.3124 (2\pi c/a)$ placée près de l'entrée du guide d'onde W1 du circulateur. (b) Spectres de transmission et d'isolement [38].

$T_i (i = 2,3)$ désigne le flux de Poynting à travers le segment L_i . Afin de minimiser l'influence des rétro-réflexions sur la transmission, les terminaisons des guides d'ondes ont été ajustées pour assurer de très faibles pertes de réflexion à proximité de la fréquence de résonance de la cavité [38].

Le système atteint une isolation de 20 dB dans une bande passante $\Delta\omega \approx 0.00011(2\pi c/a)$, ce qui correspond à $\Delta\omega/2\pi \approx 81 \text{ GHz}$ pour une longueur d'onde de fonctionnement de $1.3 \text{ }\mu\text{m}$.

- Circulateur à CMPs 2D à jonction en Y à faible perte utilisant un cylindre en ferrite

Une structure de défauts en CMPs 2D est proposée par Y. Wang *et al.* [39] et un circulateur à trois ports à jonctions Y utilisant un cylindre de ferrite est proposé (voir Figure 2.24). Sur la base des accords entre la fréquence de résonance de la micro-cavité construite par un défaut ponctuel dans le cristal photonique 2D à réseau triangulaire et les résultats numériques de Q. Wang *et al.* [40] correspondants, les caractéristiques externes du circulateur ont été calculées par la méthode de décomposition en onde plane et la méthode des éléments finis. Selon la théorie de la mise à l'échelle des équations de Maxwell, un circulateur à CMPs 2D à jonction Y de 3 cm est développé en mettant à l'échelle le rayon du cylindre de ferrite central. Les résultats montrent une amélioration significative de la perte d'insertion de $0,062 \text{ dB}$ et de l'isolement de $26,2 \text{ dB}$ par rapport à [40].

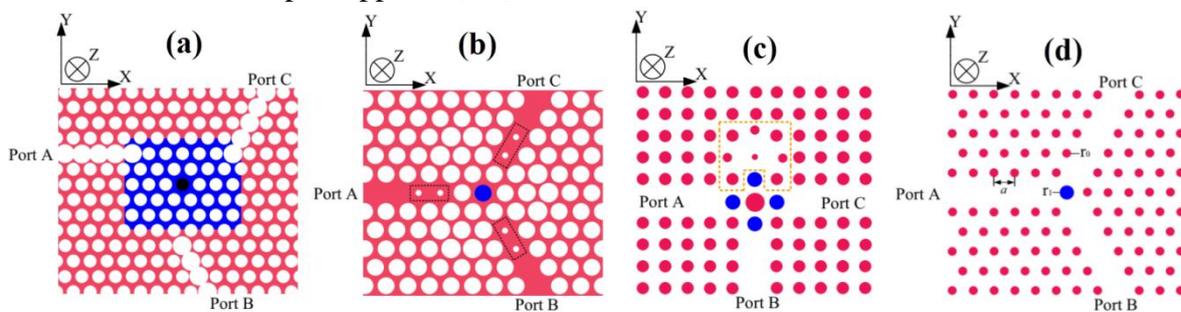


Figure 2.24 : Structures du circulateur à cristaux magnéto-photonique 2D: (a) trous d'air en forme de moulin à vent, (b) des trous d'air en forme de Y, (c) cylindre diélectrique en forme de T, (d) cylindre diélectrique en forme de Y [39].

2.3.2.3 Cristaux magnéto-photoniques tridimensionnels (3D)

Le film 3D en CMP est une excellente plate-forme pour adapter la réponse magnéto-optique des matériaux magnétiques. Cependant, sa fabrication est un grand défi en raison de la limitation des méthodes de synthèse artificielle couramment utilisées.

Des études sur la fabrication et les réponses MO de CMP 3D (Figure 2.25) ont été réalisées principalement en utilisant la technologie des opales artificielles, où les opales étaient des gabarits 3D pour les matériaux MO [41–45]. En effet, le réseau des opales directes (Figure 2.25 (a)) avec un réseau continu de vides entre les particules sphériques compactes s'est révélé être un conteneur unique à l'échelle nanométrique pour divers matériaux (Figure 2.25 (c)) et aussi pour l'inversion du réseau d'opale (Figure 2.25 (d)) [46]. De plus, les opales ont été utilisées comme blocs de construction de diverses structures complexes [44, 45] (voir Figure 2.25 (b)).

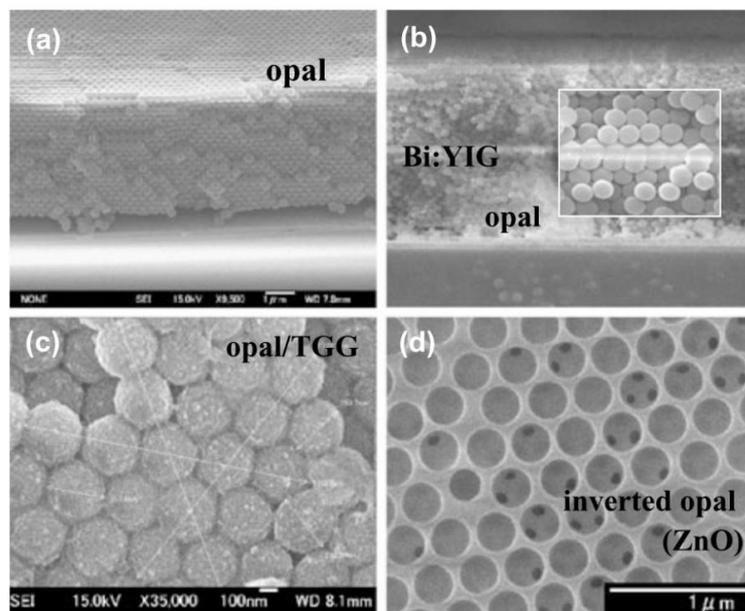


Figure 2.25 : Images au microscope à balayage d'un film mince d'opale et de CMP 3D à base d'opale [46].

- Cristal magnéto-photonique 3D à base de nanoparticules de ferrite de cobalt silice composite structuré en opale inverse

Dans le cadre du développement de nouveaux matériaux MO candidats à l'intégration sur des plates-formes photoniques, R. Kekesi *et al.* [47] ont étudié la capacité d'un matériau composite à base de silice à se comporter comme un CMP. Tout d'abord, par rapport aux travaux précédents, la fraction volumique de nanoparticules de CoFe_2O_4 dans la matrice hôte a été augmentée de 1,5 à 39%. Ensuite, en utilisant la même approche sol-gel et des opales de polystyrène auto-assemblées, des opales inverses dopées ont été élaborées (voir Figure 2.26). La qualité de l'arrangement périodique en trois dimensions a été confirmée par une analyse MEB (MEB: microscopie électronique à balayage). Dans les courbes de transmittance des opales inverses dopées, la bande interdite photonique et la bande d'absorption des nanoparticules magnétiques ont été mises en évidence (voir Figure 2.27 (a-c)). Enfin, l'activité

magnéto-optique des échantillons a été démontrée par une boucle d'hystérésis de rotation Faraday (voir Figure 2.27 (d)). Ces résultats montrent que cette matrice composite obtenue par un procédé sol-gel est un moyen prometteur de réaliser des CMPs efficaces. L'intégration à long terme de tels matériaux sur des plates-formes photoniques est garantie par le procédé à basse température utilisé pour la réalisation de ces cristaux.

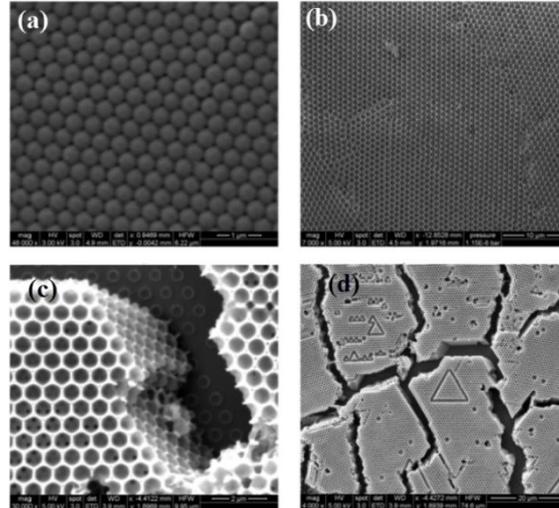
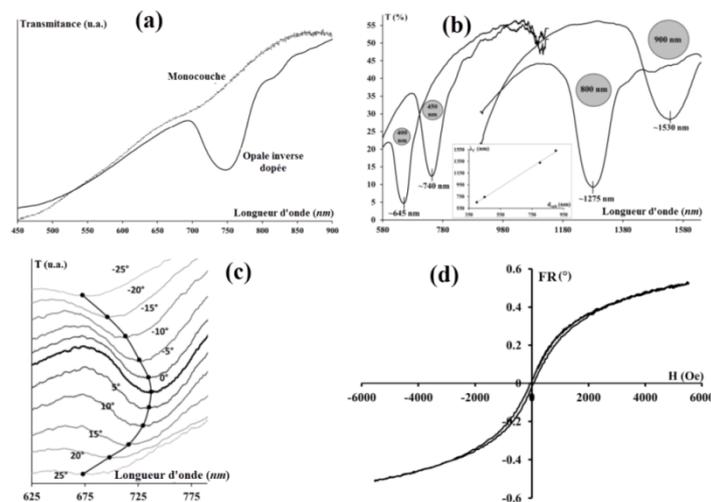


Figure 2.26 : Image MEB d'une (a) structure opale directe polystyrène auto-assemblé 450 nm, (b) opale inverse polystyrène auto-assemblé non dopée à 900 nm, (c-d) Nanoparticules de polystyrène cobalt-ferrite auto-assemblées à 800 nm opale inverse dopées [47].

La Figure 2.27 montre: (a) Courbes de transmittance de la monocouche 2:2 et de l'opale inverse dopée. Le diamètre des sphères de polystyrène auto-assemblées utilisées comme matrice était de 450 nm. (b) BIP d'opales inverses dopées élaborées en utilisant 4 diamètres de sphère différents. Le graphique dans l'encart présente les positions centrales de la BIP en fonction du diamètre de la sphère. (c) Courbes de transmittance d'une opale inverse dopée à 450 nm en fonction de la longueur d'onde avec différentes angle d'incidence. (d) rotation Faraday (FR) d'une opale inverse dopée à 450 nm en fonction du champ magnétique, mesurée à 820 nm [47].



La Figure 2.27 montre: (a) Courbes de transmittance. (b) BIP d'opales inverses dopées. (c) Courbes de transmittance d'une opale inverse dopée. (d) rotation Faraday (FR) [47].

- Microstructures optiques et magnétiques en ferrite YIG fabriquées par laser femto-seconde

Des microstructures optiques et magnétiques sont directement fabriquées dans un film de grenat de fer et d'yttrium substitué au cérium (Ce: YIG) par A. Ishikawa *et al.* [48] en utilisant une écriture laser directe femtoseconde (voir Figure 2.28). L'irradiation laser induit des modifications locales des propriétés optiques et magnétiques de Ce: YIG. Une technique d'imagerie en phase quantitative prouve que l'indice de réfraction est augmenté de $0,015 \pm 0,001$, soit environ 0,7% de l'indice de réfraction Ce: YIG 2,2 à 632,8 nm. La mesure de l'effet Kerr magnéto-optique montre que la propriété de magnétisation est modifiée de dure à molle, ce qui diminue la coercivité.

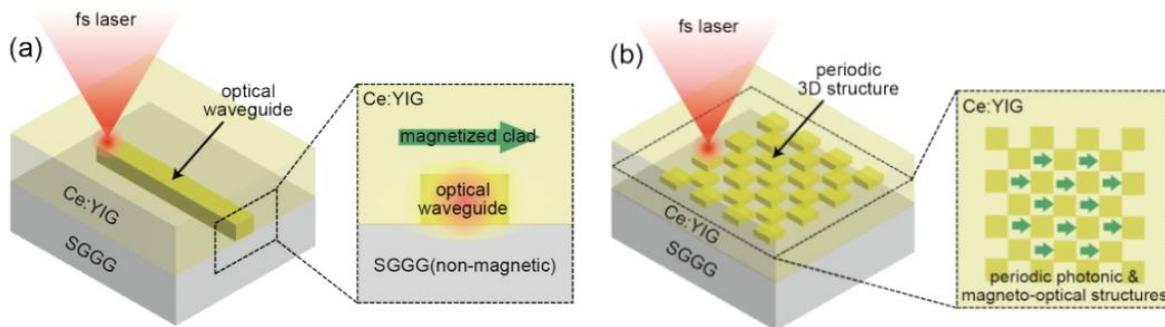


Figure 2.28 : Micro / nanostructures 3D fonctionnelles monolithiquement réalisées dans une couche Ce: YIG sur un substrat SGGG: **(a)** guide d'ondes à décalage de phase non réciproque et **(b)** cristal magnéto-photonique 3D [48].

- Modification spectrale importante de l'effet Faraday des cristaux magnéto-photoniques 3D, SiO₂/CoFe₂O₄

La capacité des CMPs 3D à modifier le spectre de l'effet Faraday a été étudiée par E. A. Diwan *et al.* [49]. De tels CMPs sont constitués d'un arrangement périodique 3D de billes d'air dans une matrice de silice dopée par des nanoparticules de ferrite de cobalt. Les images de microscopie électronique à balayage (MEB) des échantillons préparés montrent l'arrangement périodique 3D (voir Figure 2.29 (a)). En utilisant un banc optique polarimétrique "fait maison", la transmittance, la rotation Faraday et l'ellipticité ont été mesurées au même endroit en fonction de la longueur d'onde et du champ magnétique appliqué (voir Figure 2.29 (b-e)). Un décalage vers le rouge de la bande interdite photonique (BIP) en fonction de la fraction volumique des nanoparticules magnétiques a été démontré et le caractère magnétique des structures a été mis en évidence. Enfin, les spectres de rotation et d'ellipticité de Faraday témoignent d'une modification importante de la forme au voisinage de la BIP.

La Figure 2.29 montre: **(a)** Images MEB de l'opale inverse dopée. **(b)** Transmittance (%) en fonction de la longueur d'onde (nm) d'une opale inverse non dopée ($\phi = 0\%$) (ligne pointillée) et d'une opale inverse dopée ($\phi = 16\%$) (ligne continue). **(c)** Rotation Faraday (°) en fonction du champ magnétique appliqué (mT) d'une opale inverse dopée ($\phi = 8\%$) pour

des longueurs d'onde de 650 nm, 720 nm, 750 nm, 820 nm et 900 nm. **(d)** Amplitude de saturation de la rotation Faraday θ_S (°) (ligne continue) et transmittance (%) (ligne pointillée) en fonction de la longueur d'onde (nm) pour l'opale inverse dopée ($\phi = 8\%$). La figure montre également θ_S (°) (ligne en pointillés) d'une monocouche de référence MO ($\phi = 8\%$). **(e)** Amplitude saturée de l'ellipticité Faraday ε_S (°) (ligne continue) et transmittance (%) (ligne pointillée) en fonction de la longueur d'onde (nm) pour l'opale inverse dopée ($\phi = 8\%$). La figure montre également ε_S (°) (ligne en pointillés) d'une monocouche de référence MO ($\phi = 8\%$) [49].

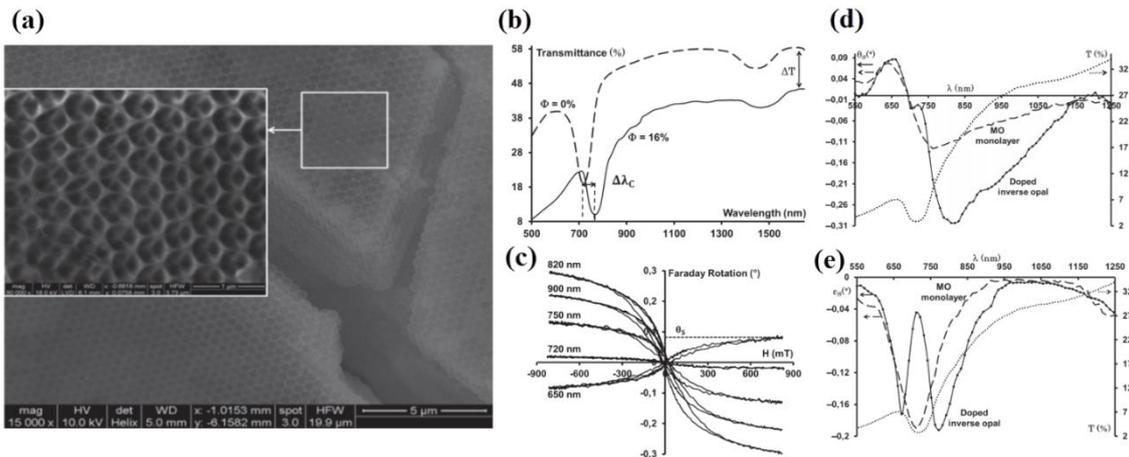


Figure 2.29 : (a) Images MEB de l'opale inverse dopée. (b) Transmittance (%). (c) Rotation Faraday (°). (d) Amplitude de saturation de la rotation Faraday θ_S (°). (e) Amplitude saturée de l'ellipticité Faraday ε_S (°) [49].

On retient de ces travaux que les CMPs composés de séquences de couches magnétiques et diélectriques permettent d'améliorer les réponses de matériaux MO connus. Le couplage de la lumière à des CMPs, où les constituants MO sont disposés périodiquement, intégrés en tant que couches de défauts dans une structure périodique, comprennent des structures supportant des états de surface ou une diffraction de Bragg multiple, entraîne une amélioration significative de la rotation de polarisation et beaucoup d'autres phénomènes non réciproques intéressants.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les concepts de base liés aux matériaux magnéto-optiques, les différentes classes de ces matériaux, leurs effets, et des dispositifs basés sur ces matériaux. Nous avons présenté les différentes notions liées aux matériaux magnéto-optiques comme la classification magnétique des matériaux, les matériaux utilisés en réflexion, et en transmission, etc... Nous avons aussi présenté les principaux effets et dispositifs magnéto-optiques. Finalement, nous avons mis en évidence, les différentes structures à cristaux magnéto-photoniques. Le chapitre suivant est consacré aux différentes méthodes et outils de simulations numériques utilisés dans ce travail de thèse.

Bibliographie

- [1] G. Stokes, "On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources," *Cambridge Philosophical Society Transactions*, vol. IX, p. 399-416, 1856.
- [2] R. Becker and W. Döring, *Ferromagnetismus*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1939.
- [3] J.-P. CASTÉRA, "Effets et matériaux magnéto-optiques," *Techniques de l'Ingénieur*, Ref : e1962, 1997.
- [4] J.-P. CASTÉRA, "Applications de la magnéto-optique," *Techniques de l'Ingénieur*, Ref : e1962, 1997.
- [5] S. Kahl and A. M. Grishin, "Enhanced Faraday rotation in all-garnet magneto-optical photonic crystal," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 9, p. 1438–1440, 2004.
- [6] S. I. Khartsev and A. M. Grishin, "[Bi₃Fe₅O₁₂/Gd₃Ga₅O₁₂]^m magneto-optical photonic crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 12, p. 122504, 2005.
- [7] A. M. Grishin, S. I. Khartsev, and S. Bonetti, "Low field driven latching-type Bi₃Fe₅O₁₂/Gd₃Ga₅O₁₂ magneto-optical display," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, no. 24, p. 242504, 2006.
- [8] L. Magdenko et al., "Wafer-scale fabrication of magneto-photonic structures in Bismuth Iron Garnet thin film," *Microelectron. Eng.*, vol. 87, no. 11, p. 2437–2442, 2010.
- [9] M. Deb, E. Popova, A. Fouchet, and N. Keller, "Magneto-optical Faraday spectroscopy of completely bismuth-substituted Bi₃Fe₅O₁₂ garnet thin films," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 45, no. 45, p. 455001, 2012.
- [10] H. Donnerberg, "Atomic Simulation of Electrooptic and Magneto-optic Oxide Materials," Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1999.
- [11] M. A. Gilleo and S. Geller, "Magnetic and Crystallographic Properties of Substituted Yttrium-Iron Garnet, 3Y₂O₃·xM₂O₃·(5-x)Fe₂O₃," *Phys. Rev.*, vol. 110, no. 1, p. 73–78, 1958.
- [12] H. Dötsch et al., "Applications of magneto-optical waveguides in integrated optics: review," *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*, vol. 22, no. 1, p. 240–253, 2005.
- [13] J. K. LL.D, "XLIII. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 3, no. 19, p. 321–343, 1877.
- [14] J. K. LL.D, "XXIV. On reflection of polarized light from the equatorial surface of a magnet," *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 5, no. 30, p. 161–177, 1878
- [15] L. Magdenko, "Conception et réalisation de composants non-réciproques planaires à base de matériaux magnéto-optiques," Paris 11, 2010.
- [16] A. K. Zvezdin, and V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*. CRC Press, 1997.
- [17] J. Liu, "Photonic Devices by Jia-ming Liu," Cambridge Core, 2005.
- [18] T. Scharf, *Polarized Light in Liquid Crystals and Polymers*. John Wiley & Sons, 2007.
- [19] M. Inoue et al., "Magnetophotonic crystals," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 39, no. 8, p. R151, 2006.
- [20] M. Inoue, A. Khanikaev, and A. Baryshev, "Nano-Magnetophotonics," in *Nanoscale Magnetic Materials and Applications*, J. P. Liu, E. Fullerton, O. Gutfleisch, and D. J. Sellmyer, Eds. Boston, MA: Springer US, p. 627–659, 2009.

- [21] S. Sakaguchi and N. Sugimoto, “Transmission properties of multilayer films composed of magneto-optical and dielectric materials,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, no. 6, p. 1087–1092, 1999.
- [22] M. J. Steel, M. Levy, and R. M. Osgood, “High transmission enhanced Faraday rotation in one-dimensional photonic crystals with defects,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, no. 9, p. 1171–1173, 2000.
- [23] F. D. M. Haldane and S. Raghu, “Possible Realization of Directional Optical Waveguides in Photonic Crystals with Broken Time-Reversal Symmetry,” *Phys. Rev. Lett.* PRL 100, 013904 (2008).
- [24] M. Levy and R. Li, “Polarization rotation enhancement and scattering mechanisms in waveguide magnetophotonic crystals,” *Appl. Phys. Lett.* 89, 121113 (2006).
- [25] A.M. Merzlikin, M. Levy, A. A. Jalali and A.P. Vinogradov, “Polarization degeneracy at Bragg reflectance in magnetized photonic crystals,” *Physical Review B* 79, 195103 (2009).
- [26] Miguel Levy, Amir A. Jalali, Ziyou Zhou and Neluka Dissanayake, “Bandgap formation and selective suppression of Bloch states in birefringent gyrotropic Bragg waveguides,” *Optics Express* 16, 13421- 13430 (2008).
- [27] Fei Wang and Akhlesh Lakhtakia, “Intra-Brillouin-zone bandgaps due to periodic misalignment in one-dimensional magnetophotonic crystals,” *Appl. Phys. Lett.* 92, 011115 (2008).
- [28] A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, M. Inoue, M. Levy and A.B. Granovsky, “Controllable Tamm states in magnetophotonic crystal,” *Physica B: Condensed Matter* 394, Issue 2, 277-280, 15 (2007).
- [29] I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, and T. Rasing, “Magnetic photonic crystals,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 36, no. 18, p. R277, 2003.
- [30] M. Vasiliev, V. Kotov, K. Alameh, V. Belotelov, and A. Zvezdin, “Novel Magnetic Photonic Crystal Structures for Magnetic Field Sensors and Visualizers,” ECU Publications Pre. 2011, 2008.
- [31] Z. Yu, Z. Wang, and S. Fan, “One-way total reflection with one-dimensional magneto-optical photonic crystals,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, no. 12, p. 121133, 2007.
- [32] Z. Wu, M. Levy, V. J. Fratello, and A. M. Merzlikin, “Gyrotropic photonic crystal waveguide switches,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 5, p. 051125, 2010.
- [33] V. I. Pipa, A. I. Liptuga, and V. Morozhenko, “Thermal emission of one-dimensional magnetophotonic crystals,” *J. Opt.*, vol. 15, no. 7, p. 075104, 2013.
- [34] T. Yoshimoto et al., “Magnetophotonic crystal with cerium substituted yttrium iron garnet and enhanced Faraday rotation angle,” *Opt. Express, OE*, vol. 24, no. 8, p. 8746–8753, 2016.
- [35] N. Kono and M. Koshiba, “Three-dimensional finite element analysis of nonreciprocal phase shifts in magneto-photonic crystal waveguides,” *Opt. Express, OE*, vol. 13, no. 23, p. 9155–9166, 2005.
- [36] Z. Wang and S. Fan, “Optical circulators in two-dimensional magneto-optical photonic crystals,” *Opt. Lett., OL*, vol. 30, no. 15, p. 1989–1991, 2005.
- [37] M. Vanwolleghem et al., “Unidirectional band gaps in uniformly magnetized two-dimensional magnetophotonic crystals,” *Phys. Rev. B*, vol. 80, no. 12, p. 121102, 2009.

- [38] W. Śmigaj, J. Romero-Vivas, B. Gralak, L. Magdenko, B. Dagens, and M. Vanwolleghem, “Magneto-optical circulator designed for operation in a uniform external magnetic field,” *Opt. Lett.*, *OL*, vol. 35, no. 4, p. 568–570, 2010.
- [39] Y. Wang, D. Zhang, S. Xu, Z. Ouyang, and J. Li, “Low-loss Y-junction two-dimensional magneto-photonic crystals circulator using a ferrite cylinder,” *Opt. Commun.*, vol. 369, p. 1–6, 2016.
- [40] Q. Wang, Z. Ouyang, K. Tao, M. Lin, and S. Ruan, “T-shaped optical circulator based on coupled magneto-optical rods and a side-coupled cavity in a square-lattice photonic crystal,” *Phys. Lett. A*, vol. 376, no. 4, p. 646–649, 2012.
- [41] C. Koerdt, G. L. J. A. Rikken, and E. P. Petrov, “Faraday effect of photonic crystals,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 10, p. 1538–1540, 2003.
- [42] A. V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, and M. Inoue, “Three-dimensional magnetophotonic crystals based on artificial opals,” *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 11, p. 7336–7338, 2004.
- [43] A. V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, and M. Inoue, “Magneto-optical properties of three-dimensional magnetophotonic crystals,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 40, no. 4, p. 2829–2831, 2004.
- [44] R. Fujikawa, A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev, H. Uchida, P. B. Lim, and M. Inoue, “Fabrication and Optical Properties of Three-Dimensional Magnetophotonic Heterostructures,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 42, no. 10, p. 3075–3077, 2006.
- [45] M. E. Dokukin, A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev, and M. Inoue, “Reverse and enhanced magneto-optics of opal-garnet heterostructures,” *Opt. Express*, *OE*, vol. 17, no. 11, p. 9062–9070, 2009.
- [46] M. Inoue et al., “Magnetophotonic Crystals: Experimental Realization and Applications,” in *Magnetophotonics: From Theory to Applications*, M. Inoue, M. Levy, and A. V. Baryshev, Eds. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013, pp. 163–190.
- [47] R. Kekesi et al., “3D magneto-photonic crystal made with cobalt ferrite nanoparticles silica composite structured as inverse opal,” *Opt. Mater. Express*, *OME*, vol. 3, no. 7, p. 935–947, 2013.
- [48] A. Ishikawa et al., “Optical and magnetic microstructures in YIG ferrite fabricated by femtosecond laser,” *Journal of Laser Micro Nanoengineering*, vol. 10, no. 1, p. 48, 2015.
- [49] E. A. Diwan et al., “Large spectral modification of the Faraday effect of 3D SiO₂/CoFe₂O₄ magneto-photonic crystals,” *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, vol. 16, no. 9, p. 10160–10165, 2016.

Chapitre 3.

Méthodes et Outils de Simulation Numérique

Chapitre 3.

Méthodes et Outils de Simulation Numérique

Sommaire

Introduction	77
3.1 Aperçu du logiciel RSoft Photonics Suite	78
3.2 Le simulateur « BandSOLVE »	79
3.3 Méthode des ondes planes	80
3.4 Le simulateur «BeamPROP»	82
3.5 La méthode de propagation de faisceau	84
3.6 Utilisation du BeamPROP	92
Conclusion	94
Références du chapitre 3	95

Introduction

Les dispositifs photoniques intégrés sont basés sur la propagation de la lumière le long de guides d'ondes optiques. La conception et l'optimisation de tels dispositifs nécessitent des techniques de propagation d'onde numérique pour la simulation précise de la lumière le long de structures optiques non homogènes, ces simulations numériques jouent un rôle important dans la conception et la modélisation des dispositifs photoniques à ondes guidées. Il existe plusieurs méthodes de modélisation dans lesquelles non seulement un modèle vectoriel complet mais également un modèle scalaire approximatif sont utilisés. À cet égard, un large éventail de techniques numériques puissantes a été mis au point pour résoudre les équations de Maxwell afin de calculer la distribution du champ électromagnétique dans le domaine considéré sous réserve d'une distribution des sources et de conditions aux limites imposées.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les concepts de base liés aux méthodes et outils de simulation numérique. Dans un premier temps, nous présentons une aperçu générale de logiciel RSoftPhotonics qui contient les moteurs de simulations que nous allons utiliser dans notre travail. Nous allons tout d'abord présenter l'outil de calcul des diagrammes des bandes, le simulateur BandSOLVE, suivi d'une description de la méthode des ondes planes (PWE) utilisée par ce logiciel. Après, nous présenterons le simulateur BeamPROP avec une description général de la méthode de propagation de faisceau (BPM) aux différences finies, qui représente la base de la programmation des algorithmes de calculs adoptés par ce logiciel (BeamPROP). Finalement, nous allons présenter une mise en œuvre générale du simulateur BeamPROP avec les différentes instructions pour le choix des paramètres adoptés aux simulations.

3.1 Aperçu du logiciel RSoft Photonics Suite

Le logiciel que nous avons exploité pour modéliser nos structures étudiées est le logiciel Rsoft.

Rsoft est un logiciel utile pour la conception de dispositif photonique et système de communication optique [1]. Leurs produits sont utilisés pour concevoir et analyser des dispositifs de télécommunication optique, des composants optiques utilisés dans la fabrication de semi-conducteurs et des structures optiques à l'échelle nanométrique. Ils permettent aux ingénieurs et chercheurs de concevoir et d'optimiser les composants et systèmes optiques présents dans des produits tels que les réseaux de fibres optiques, les équipements de lithographie semi-conducteurs, les puces optiques en silicium et les LEDs.

Au sein de la couche physique, la suite de conception de composants photoniques (*Rsoft Photonic Component Design Suite*) permet aux utilisateurs de concevoir et de simuler à la fois des composants et des sous-systèmes optoélectroniques photoniques passifs et actifs. La suite de conception du système photonique (*Rsoft Photonic System Design Suite*) permet aux utilisateurs de concevoir et de simuler des systèmes de communication optique actuels et de nouvelle génération et des circuits intégrés photoniques au niveau de la propagation du signal.

Le RSoft CAD (Figure 3.1) est le programme de base de RSoftPhotonics, 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 structurelle 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 » est conçu « pour jouer gentiment » avec les autres programmes, créant un environnement dans lequel des données peuvent être partagées entre les modules.

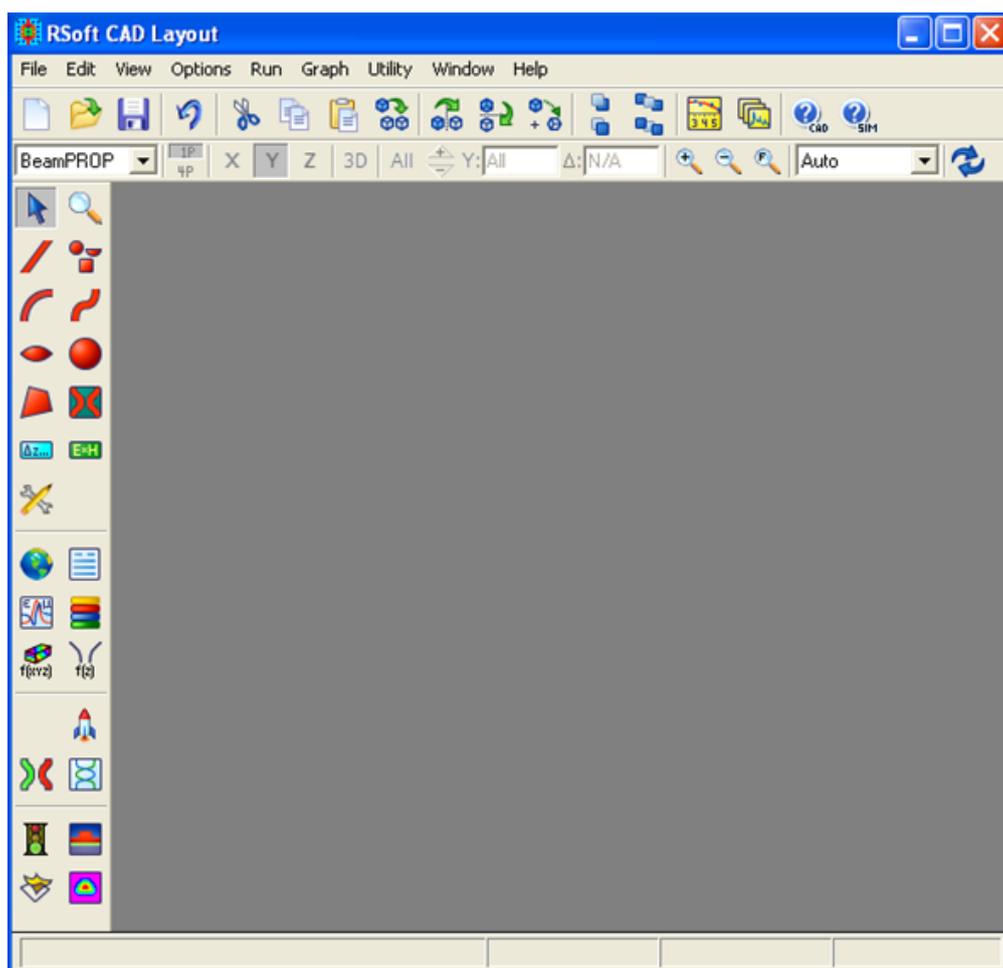


Figure 3.1 : Fenêtre de Rsoft CAD, montrant la barre de menus en haut, les barres d'outils en haut et à gauche, et la barre d'état en bas [1].

3.2 Le simulateur « BandSOLVE »

Tous les diagrammes de bandes de notre étude ont été calculés en utilisant le module «Bandsolve» du logiciel Rsoft.

BandSolve est un module de simulation pour générer et analyser des structures de bandes photoniques. Ce module de simulation est basé sur une implémentation optimisée avancée de la technique de décomposition en onde plane (*plane wave expansion technique*, PWE) pour les structures périodiques [2]. Il est idéal pour produire des structures de bande pour des structures de bande interdite photoniques classiques telles que les guides d'ondes à cristaux photoniques 2D et 3D et les sites de défauts. A deux dimensions, il est nécessaire de considérer deux directions de propagation différente : TE (avec le champ E perpendiculaire à l'axe des trous) et TM (où E est parallèle à l'axe des trous). Ces deux polarisations sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bandes indépendants. Il n'existe pas forcément une bande interdite dans les deux cas. En outre, il peut être appliqué à des structures de fibres telles que des fibres à cristaux photoniques et des fibres à bande interdite photonique, qui sont particulièrement difficiles pour d'autres techniques de simulation. Il est particulièrement utile pour optimiser les propriétés de la structure de bande des structures à cristaux photoniques, qui peuvent ensuite être simulées dans BeamPROP et FullWAVE.

La boîte de dialogue de simulation BandSOLVE est la suivante (Figure 3.2).

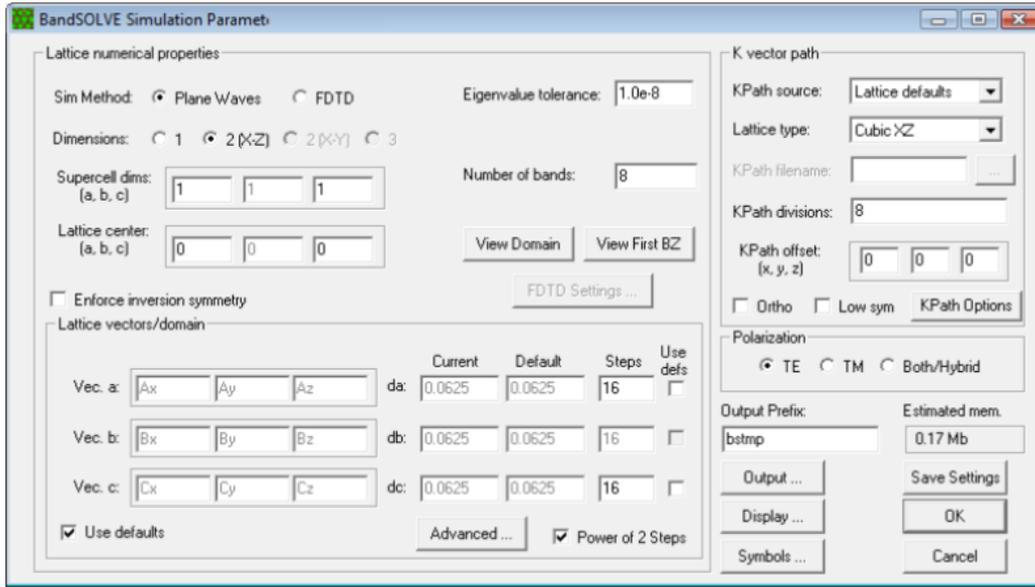


Figure 3.2 : La fenêtre Paramètres de simulation BandSolve où les paramètres de simulation numériques de base sont entrés [2].

3.3 La méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes (*Plane Wave Expansion: PWE*) est la méthode de référence pour le calcul des diagrammes de bandes et extraire les bandes interdites dans les cristaux photoniques. Elle est bien adaptée pour des structures périodiques de dimensions finies et infinies pour la détermination des modes propres de propagations 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 en absence de sources, s'écrit (pour les champs électrique et magnétique) de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (3.2)$$

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. 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 :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t} \text{ et } \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t} \quad (3.3)$$

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 (3.1) et (3.2) :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (3.4)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (3.5)$$

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 :

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \quad (3.6)$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \right] e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad (3.7)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left[\sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \right] e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad (3.8)$$

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 (3.4) devient :

$$-(\vec{G} + \vec{K}) \times \left\{ (\vec{G} + \vec{K}) \times u_{\vec{k}}(\vec{G}) \right\} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') u_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (3.9)$$

L'équation (3.9) 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 numérotter 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 méthode des ondes planes peut être adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'onde ou les cavités grâce à la technique des super-cellules [3], 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 qui se trouvent 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 « super-cellule ». Cette dernière est ensuite répétée suivant les directions du réseau de base pour donner naissance à un nouveau réseau parfaitement périodique. La méthode de la super-cellule 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 super-cellule 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].

3.4 Le simulateur «BeamPROP»

BeamPROP est un moteur de simulation pour la conception de dispositifs de guide d'ondes et circuits intégrés et fibres optiques [9]. Le logiciel incorpore la technique avancée de propagation de faisceau par différence finie (*advanced finite-difference beam propagation techniques*, BPM) [10,11] pour la simulation. Cette technique utilise des méthodes de différences finies pour résoudre l'approximation parabolique ou paraxiale bien connue de l'équation de Helmholtz. De plus, le programme utilise des conditions aux limites "transparentes" après [12].

Au cœur du module BeamPROP 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.

La boîte de dialogue de simulation BeamPROP est la suivante (Figure 3.3).

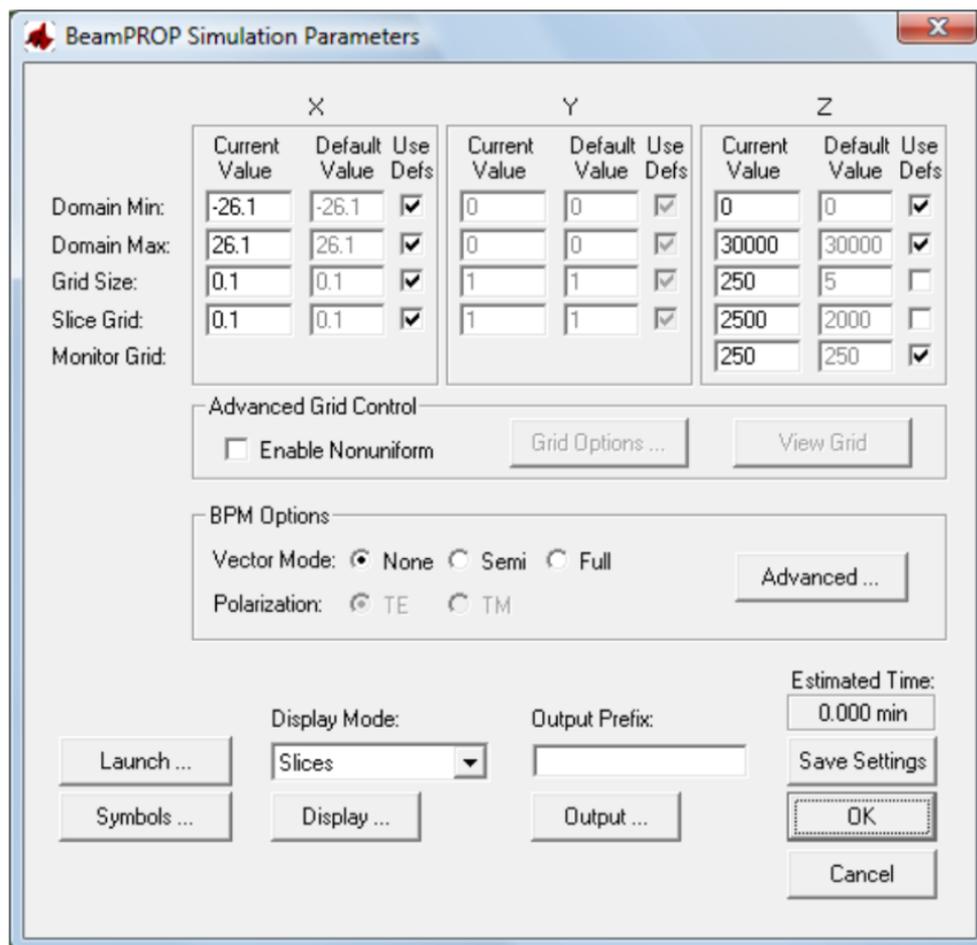


Figure 3.3 : La fenêtre Paramètres de simulation BeamPROP où les paramètres de simulation numériques de base sont entrés [9].

Le problème de propagation physique nécessite deux informations clés:

- a- La distribution d'indice de réfraction, $n(x,y,z)$;
- b- le champ d'onde d'entrée, $u(x,y,z=0)$.

À partir de ceux-ci, la physique dicte le champ d'onde dans le reste du domaine, $u(x,y,z>0)$.

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

- Un domaine de calcul fini pour x dans l'intervalle (x_{min}, x_{max}) , y dans l'intervalle (y_{min}, y_{max}) et z dans l'intervalle (z_{min}, z_{max}) .
- La taille de la grille transversale, Δx et Δy .
- La taille du pas longitudinale, Δz .

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

3.5 La méthode de propagation de faisceau

La méthode de propagation de faisceau (*beam propagation method*, BPM) a été l'une des techniques les plus populaires pour la modélisation et la simulation de dispositifs à ondes optiques guidées. Le concept majeur du BPM est le développement d'une formule permettant la propagation d'une distribution de champ initiale le long de la direction axiale par étapes de longueur suffisamment faible, comme le montre la Figure 3.4 [13]. Les premières publications étaient axées sur la solution de l'équation des ondes paraxiales scalaires au moyen de la transformée de Fourier rapide (*fast Fourier transformation*, FFT) [14]. Cependant, la formulation de la FFT-BPM est dérivée en supposant que la différence d'indice de réfraction dans la direction transversale est très faible; par conséquent, la FFT-BPM ne peut pas être appliqué à des structures présentant de grandes discontinuités d'indice. De plus, la FFT-BPM ne peut être utilisé que pour étudier la propagation de l'onde scalaire et les propriétés vectorielles de l'onde guidée ne peuvent pas être décrites. Ces inconvénients ont été surmontés après le développement d'autres types d'analyse BPM basés sur des différences finies (*finite differences*, FD-BPM) [15] ou des éléments finis (*finite elements*, FE-BPM) [16]. Ces algorithmes de BPM peuvent être mis en œuvre pour traiter la propagation vectorielle complète dans les guides d'ondes optiques à contraste élevé et sont nettement supérieurs à l'analyse FFT en termes d'efficacité informatique.

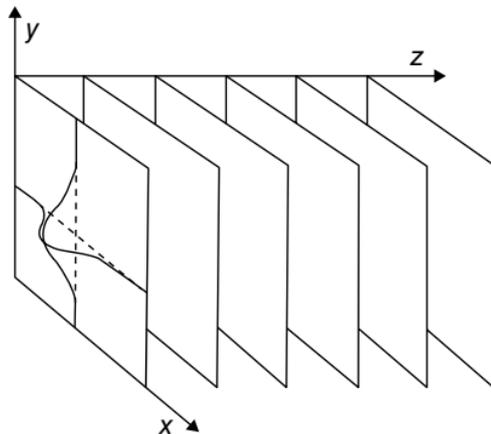


Figure 3.4 : Propagation d'une distribution initiale du champ dans la direction axiale [13].

Dans la FD-BPM, le plan transversal à chaque pas de propagation le long de la direction longitudinale est divisé par une grille rectangulaire de points pouvant être à espacement constant ou variable. Les dérivées du premier et du second ordre qui apparaissent dans l'équation des ondes sont représentées par leurs approches par différences finies, où le champ à chaque point de la grille est lié aux champs situés aux points adjacents, à la fois dans les directions transversale et longitudinale.

Plusieurs raisons expliquent la popularité de la BPM. Le plus important étant peut-être le fait qu'il est conceptuellement simple, permettant une mise en œuvre rapide de la technique de base. Cette simplicité conceptuelle profite également à l'utilisateur d'un outil de modélisation basé sur BPM, ainsi qu'à l'implémenteur, car une compréhension des résultats et de

L'utilisation correcte de l'outil peut être facilement comprise par un non-expert en méthodes numériques. Outre sa simplicité relative, la BPM est généralement une méthode très efficace et a la caractéristique que sa complexité de calcul peut, dans la plupart des cas, être optimale, c'est-à-dire que l'effort de calcul est directement proportionnel au nombre de points de grille utilisés dans la simulation numérique. Une autre caractéristique de la BPM est que l'approche est facilement appliquée aux géométries complexes sans avoir à développer des versions spécialisées de la méthode. En outre, l'approche inclut automatiquement les effets des champs guidés et rayonnants, ainsi que le couplage et la conversion des modes. En plus, la technique BPM est très flexible et extensible, permettant l'inclusion de la plupart des effets d'intérêt (par exemple la polarisation, l'anisotropie, les non-linéarités [17-19]) par des extensions de la méthode de base qui s'inscrivent dans le même cadre global. Enfin, des algorithmes bidirectionnels ont été appliqués avec succès pour traiter la propagation bidirectionnelle à l'aide de schémas numériques FD-BPM et FE-BPM [20, 21].

Dans ce qui suit, les idées de base impliquées dans la BPM ainsi que les principales extensions de la technique seront expliquées.

3.5.1 La BPM Scalaire, paraxiale

La BPM est une approche très utilisée pour approximer l'équation d'onde exacte pour des ondes électromagnétiques de type monochromatique, et résoudre les équations résultantes d'une manière numérique. Le principe fondamental est illustré à travers la formulation du problème, en déterminant les limites d'un champ scalaire et de la paraxialité.

Dans ce cas, l'hypothèse de champ scalaire permet à écrire l'équation d'onde sous la forme usuelle de l'équation de Helmholtz pour les ondes électromagnétiques monochromatiques:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 \phi = 0 \quad (3.10)$$

L'expression du champ électrique a été écrit comme $E(x, y, z, t) = \phi(x, y, z)e^{-i\omega t}$ et la notation $k(x, y, z, t) = k_0 n(x, y, z)$ a été introduit pour un nombre d'onde dans l'espace, avec le nombre d'onde dans le vide $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$. La configuration du problème est définie cette fois par la distribution d'indice de réfraction $n(x, y, z)$.

En d'autre part, l'équation (3.10) est exacte et lorsque on considère que dans les problèmes à ondes typiques guidées, la changement le plus rapide possible dans la quantité ϕ est la variation de phase du fait de la propagation de des ondes le long de l'axe de guidage avec l'axe est le long de la direction z , il est utile de factoriser ϕ par:

$$\phi(x, y, z) = u(x, y, z)e^{-ikz} \quad (3.11)$$

Avec la quantité u est un champ lentement variable (voir la Figure 3.5).

et, \bar{k} est le nombre constant choisi pour illustrer la moyenne de la variation de la phase du champ ϕ , dénommé le nombre d'onde de référence.

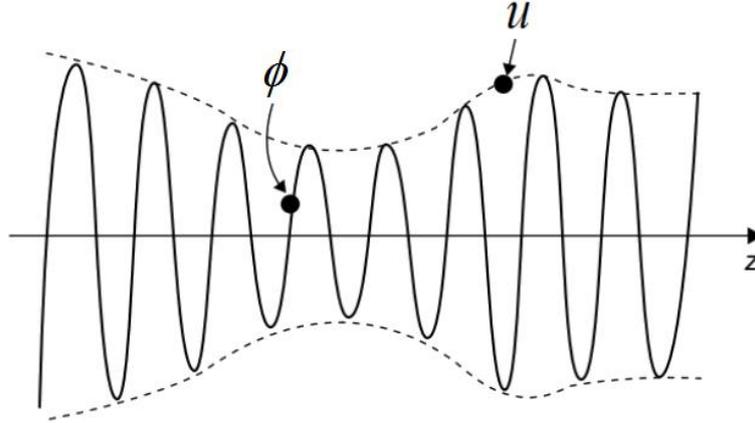


Figure 3.5 : Variation rapide de l'amplitude du champ optique ϕ le long de la direction de propagation et de l'amplitude de l'enveloppe u qui varie lentement [13].

Par permutation de l'équation (3.11) dans l'équation de Helmholtz, on obtient relation pour le champ u :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2ik \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \quad (3.12)$$

L'équation (3.12) est équivalente à l'équation de Helmholtz, sauf qu'il est exprimé en termes de la quantité u . Il est admis que le changement dans la quantité u selon z est lente pour que le terme à gauche de l'équation (3.12) peut être négligé par rapport au terme à droite, et après réarrangement, l'équation (3.12) se réduit à la relation suivante:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right) \quad (3.13)$$

Cette équation est appelée l'équation BPM de base en trois dimensions (3D). Pour simplifier cette équation à deux dimensions (2D) il faut qu'en omettant toute dépendance de y . L'équation (3.13) détermine l'évolution du champ dans l'espace $z > 0$ étant donné un champ d'entrée $u(x, y, z = 0)$.

La reconnaissance de ce qui a été gagné et perdu dans l'approche ci-dessus est très important dans ce cas et la factorisation de la variation rapide de phase, permet à la quantité u à être illustrer numériquement le long de l'axe z . L'élimination du terme en dérivée seconde de z peut analyser de valeurs propres, à un problème de premier ordre. Ce particularité est également le facteur le plus important pour déterminer l'efficacité de la BPM, afin de réduire le temps d'un facteur de l'ordre N_z qui représente le nombre de points de grille longitudinale avec à une solution complète de l'équation de Helmholtz.

Les caractéristiques ne sont pas venues gratuitement. La technique à enveloppe lentement variable limite la considération à des champs propagée selon z , et faire des restrictions sur le

contraste d'indice. En d'autre part, chaque champ qui se propage présente une superposition de la variation en phase, comme ceux existant dans les éléments multi-modes, peuvent ne pas être caractérisés par une précision dans le cas où la variation reste critique. la question clé qui reste est que l'élimination de la deuxième dérivée élimine la possibilité de solutions à ondes progressives; et donc les éléments pour lesquels la réflexion sera vraiment adaptée ne seront pas caractérisé avec une bonne précision.

Dans cette situation, les difficultés qui devraient être comptés comme inhérents à cette approche de BPM peuvent être supprimés dans de nombreux problèmes par le choix des extensions avec un grand angle. Nous examinons dans la suite numériquement la résolution de l'équation principale du BPM.

3.5.2 Solution numérique et conditions aux limites

L'équation différentielle partielle parabolique (3.13) peut être exprimée dans z par un certain nombre de méthodes de type numérique standard. L'approche BPM a employée la méthode de Fourier en deux étapes (*split-step Fourier method*) [14]. Plusieurs travaux ont trouvé que pour la plupart des problèmes dans le domaine d'optique, une technique implicite des différences finies fondé sur le schéma de *Crank-Nicholson* est supérieure [11, 22, 23]. La technique est devenue la norme et il est noté l'approche FD-BPM, qui sera désigné ci-après par BPM.

Lorsqu'on utilise l'approche des différences finies, le champ défini dans le plan xy n'est représenté qu'en des points pour une grille et dans des plans discrets selon la direction de z . Le but est de dériver des équations qui calculent le champ suivant l'axe z . Cette étape de propagation est répétée pour calculer le champ dans toute la configuration et dans ce cas l'approche est représentée pour un champ en 2D.

Soit u_i^n le champ au point transversal d'une grille i et le plan longitudinal n , et que chaque point de la grille et chaque plan sont séparés. Dans l'approche *Crank-Nicholson* l'équation (3.13) est montrée au plan situé entre le plan n et le plan $n + 1$:

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta z} = \frac{i}{2k} \left(\frac{\delta^2}{\Delta x^2} + \left(k(x_i, z_{n+1/2})^2 + \bar{k}^2 \right) \right) \frac{u_i^{n+1} + u_i^n}{2} \quad (3.14)$$

avec δ^2 est l'opérateur standard de différence de second ordre, $\delta^2 u_i = (u_{i+1} + u_{i-1} - 2u_i)$, et $z_{n+1/2} \equiv z_n + \Delta z / 2$. L'équation (3.14) peut être réorganisée sous la forme d'une équation de matrice tri-diagonale pour "u" champ de quantités connues:

L'équation (3.14) peut être réorganisée sous la forme d'une équation matricielle pour le champ u_i^{n+1} de quantités connues:

$$a_i u_{i-1}^{n+1} + b_i u_i^{n+1} + c_i u_{i+1}^{n+1} = d_i \quad (3.15)$$

Les relations des coefficients dans ce qui précède sont dérivées [11]. La tri-diagonale de (3.15) permet une solution dans l'ordre $O(N)$, où N est le nombre de points de la grille.

Le champ ne peut être illustré que sur un domaine fini et l'équation (3.15) est employée aux points limites $i = 1$ et N , référence à des quantités inconnues en dehors. La relation (3.15) doit être utilisée avec des conditions aux limites qui complètent le système. Ces conditions sont essentielles, car il peut produire une réflexion de la l'onde sur la limite dans le domaine.

Il y a des auteurs qui ont utilisé du matériau absorbant près du bord du domaine ce calcul, et ils ont ajouté des paramètres de l'absorbeur pour réduire la réflexion, et les reflets persistent dans. Une condition essentielle à la limite utilisée est la condition aux limites dite transparente ou TBC (*transparent boundary condition*) [12].

Dans ce cas, l'approche consiste à supposer que le champ près de la limite est une onde plane, de caractéristiques (amplitude, direction) calculées via un algorithme numérique. L'onde plane permet au champ d'être associé au point intérieur, complétant l'ensemble des relations. La TBC est très efficace afin de permettre aux rayonnements d'échapper au domaine, et il existe des conséquences avec plusieurs conditions aux limites ont été explorées [24-26].

La résolution numérique peut être étendue à la forme 3D, avec l'extension directe de *Crank-Nicholson* conduit à un système n'est pas tri-diagonale qui nécessite $O(N)$ opérations, ce qui n'est pas optimale. Il existe une approche numérique standard appelée la direction alternée implicite (*alternating direction implicit: ADI*) [27], pour résoudre la forme 3D avec une efficacité $O(N_x \cdot N_z)$.

3.5.3 La BPM Vectorielle

En sachant que le champ E est un vecteur, on commence par la dérivation de la relation d'onde plutôt que de l'équation de Helmholtz [28,29], les effets de polarisation peuvent être inclus dans l'approche BPM. Dans ce cas, les composantes E_x et E_y et aboutissent à l'ensemble des équations suivantes pour les champs u_x et u_y [29] :

$$\frac{\partial u_x}{\partial u_z} = A_{xx} u_x + A_{xy} u_y \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial u_z} = A_{yx} u_x + A_{yy} u_y \quad (3.17)$$

avec A_{ij} sont des opérateurs différentiels complexes:

$$A_{xx} u_x = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 u_x) \right] + \frac{\partial^2}{\partial y^2} u_x + (k^2 - \bar{k}^2) u_x \right\} \quad (3.18)$$

$$A_{yy} u_y = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} u_y + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 u_y) \right] + (k^2 - \bar{k}^2) u_y \right\} \quad (3.19)$$

$$A_{yx} u_x = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 u_x) \right] - \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} u_x \right\} \quad (3.20)$$

$$A_{xy}u_y = \frac{i}{2k} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 u_y) \right] - \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} u_y \right\} \quad (3.21)$$

Où A_{xx} et A_{yy} compte de la polarisation causée par les différentes conditions aux limites aux niveaux des interfaces, et compte des constantes de propagation, la forme de chaque champ, les pertes en courbures pour les champs TE et de TM. Les termes A_{xy} et A_{yx} de polarisation et les modes hybrides aux effets géométriques.

Ces équations montrent une BPM avec une forme vectorielle complète. L'approximation $A_{xy} = A_{yx} = 0$ donne la forme semi-vectorielle où les composantes du champ transversales sont également non couplées, ce qui simplifie le système tout en conservant les effets de polarisation. L'effet des termes hors diagonale est faible et la forme semi-vectorielle est alors une bonne approche.

3.5.4 La BPM grand-angle

La restriction de paraxialité, le contraste d'indice et aussi la propagation multimode, peuvent être assouplies par des extensions appelées BPM grand-angle [30-32]. L'approche de base derrière les autres approches est de minimiser les paraxiales en incorporant l'effet de la quantité $\partial^2 u / \partial z^2$ négligé dans la dérivation de la BPM, qui se diffèrent par la méthode et le degré sachant que la formulation utilisée est la technique à étapes multiples à grand-angle à base de l'approximation de *Padé* [31].

La méthode la plus simple est de considérer l'équation d'onde de Helmholtz écrite en champ variant lentement avant l'approximation à enveloppe lentement variable en négligeant la quantité $\partial^2 u / \partial z^2$. Lorsque le symbole D désigne l'opérateur $\partial / \partial z$, et le terme $\partial^2 u / \partial z^2$ est représenté avec D^2 , l'équation peut être comptée telle que une relation à résoudre pour la variable D , avec une solution suivante d'une équation du premier ordre:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = i\bar{k} \left(\sqrt{1+p} - 1 \right) u \quad (3.22)$$

$$p \equiv \frac{i}{k^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2) \right) \quad (3.23)$$

Cette expression est l'équation d'onde unidirectionnelle, parce que la dérivée du premier ordre ne reconnaît que des ondes électromagnétiques se propageant dans un sens unique. La relation est exacte en ce sens qu'aucune paraxiale n'a été faite et la difficulté dans ce cas est que, l'opérateur différentiel P est évalué avant que l'équation soit intégrée le radical impliquant. Une approximation serait d'utiliser le développement de *Taylor*. Il est précis, et représente une approche pour la réalisation d'un système à grand-angle pour premier ordre pour conduire à la BPM paraxiale standard, et l'ordre supérieur mais l'expansion par le biais de *Padé* est plus précise que pour l'utilisation de développement de *Taylor* pour le même ordre des termes [31]:

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = ik \frac{N_m(p)}{D_n(p)} u \quad (3.24)$$

N_m et D_n sont des polynômes en P , et (m,n) est l'ordre de l'approximation. Le tableau suivant montre plusieurs approximantes communs:

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 la relation ci-dessus permet pour des grands angles, au contraste d'indice élevé, d'être analysés pour deux cas différents : le premier est le cas des ondes guidées et le deuxième est le cas des problèmes d'espace libre [31,33].

3.5.5 La BPM bidirectionnelle

L'approche BPM grand-angle permette une bonne propagation dans un cône d'angles plus large autour de la direction z , mais ce cône ne peut approcher que de façon asymptotique avec ± 90 degrés relativement à la direction z et ne peut être étendu pour produire une propagation simultanée le long de la direction z . Ainsi, il faut considérer des ondes en retour d'une partie distincte. Il existe différentes méthodes de la BPM bidirectionnelles qui ont envisagées pour trouver la solution des équations [34-36], où la plupart se concentre sur l'état du couplage qui se réalise à travers une réflexion de l'onde sur l'interface vers la direction z . ici, une méthode récente qui compte différentes interfaces et réflexions de façon cohérente et efficace est examinée [20].

La manière de propagation guidée est divisée en régions le long de la direction z , et les interfaces entre ces régions. Avec cette technique il est compté que les deux ondes incidentes et réfléchies peuvent être simultanément désignés par $u^+(x,y,z)$ et $u^-(x,y,z)$ à tout point de la géométrie de la structure respectivement. Les deux types d'ondes sont découplés pour les régions uniformes, mais dues à la réflexion ces ondes sont couplées par les interfaces entre les régions.

Dans la matrice de transfert, les champs incident et réfléchi sont connus à l'entrée et une matrice de transfert globale, M , décrit le système:

$$\begin{pmatrix} u_{out}^+ \\ u_{out}^- \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} u_{in}^+ \\ u_{in}^- \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

Lorsque le champ (u_{in}^+) est donné, le problème est résolu itérativement pour le champ réfléchi (u_{in}^-) , pour un champ arrière à la sortie égal à zéro (u_{out}^-) . Dans ce cas la matrice de transfert M décrivant est composée par des matrices d'applications successives. Il y a des matrices de propagation qui se propagent u^+ et u^- indépendamment par une BPM normal. Les matrices reliant u^+ et u^- sont trouvées par des formules de *Fresnel* généralisées avec des opérateurs différentiels en utilisant les approximations de *Padé* [20].

3.5.6 Résolution de Modes via la BPM

Plusieurs techniques basées sur la BPM, utiles pour la résolution de modes ont été améliorées, et le code écrit pour la BPM peut être transformé en un mode-solveur d'une façon simple. Une méthode appelée la BPM à distance imaginaire beaucoup plus rapide a été développé [38,39]. La méthode de corrélation, a été utilisée pour déterminer la dispersion des fibres multi-modes [37]. L'approche BPM à distance imaginaire est équivalente aux techniques itératives de résolution [40,41].

Un champ incident donné est lancé dans une configuration géométrique invariante suivant la direction z , et la propagation est effectuée par les deux méthodes basées sur la MPM. Dans ce cas, la propagation peut être décrite de façon équivalente en modes et en constantes de propagation car la configuration est uniforme le long de la direction z . Dans ce cas, la quantité $\phi_{in}(x)$ peut être étendue comme:

$$\phi_{in}(x) = \sum_m C_m \phi_m(x) \quad (3.26)$$

Dans ce cas, la somme doit consister en une somme de modes guidés et de l'intégration sur le rayonnement, la propagation peut alors être formulée comme :

$$\phi(x, z) = \sum_m C_m \phi_m(x) e^{i\beta_m z} \quad (3.27)$$

Le champ propagé obtenu est assimilé à l'équation (3.27) pour calculer la manière d'extraire les propriétés du mode à partir des résultats pour chaque technique de résolution.

La propagation le long de cet axe imaginaire exprimée comme suit :

$$\phi(x, z') = \sum_m C_m \phi_m(x) e^{\beta_m z'} \quad (3.28)$$

La propagation implicite par l'exponentiel de la relation (3.27) est une croissance exponentielle dans la relation (3.28). Le mode fondamental dans ce cas, sa contribution au champ aura le plus haut taux de croissance, ne laissant que la quantité $\phi_0(x)$. La constante de propagation est obtenue comme suit:

$$\beta^2 = \frac{\int \phi^* \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + k^2 \phi \right) dx}{\int \phi^* \phi dx} \quad (3.29)$$

Pour la technique de corrélation, le champ arbitraire est propagé via une BPM normal. La fonction de corrélation suivante est déterminée entre le champ d'entrée et le champ de propagation:

$$p(z) = \int \phi_m^*(x) \phi(x, z) dx \quad (3.30)$$

En utilisant les relations (3.26) et la relation (3.27), la fonction de corrélation peut être formulée par:

$$p(z) = \sum_m |C_m|^2 e^{i\beta_m z} \quad (3.31)$$

En battant le champ de propagation par rapport aux constantes de propagation, les champs modaux correspondants peuvent être obtenus avec la seconde propagation:

$$\phi_m(x) = \frac{1}{L} \int_0^L \phi(x, z) e^{i\beta_m z} \quad (3.32)$$

Dans ce cas, la partie imaginaire peut être trouvée en substituant le mode dans l'équation d'onde et avec cela donne une valeur imaginaire, et une valeur réelle corrigée.

3.6 Utilisation du BeamPROP

3.6.1 Domaine de calcul et de la grille

BeamPROP est utilisé pour déterminer la distribution des champs électromagnétiques dans une configuration géométrique pour un domaine. Ainsi, il est important de déterminer la grille spatiale d'une façon correcte pour garantir des résultats corrects.

- Domain min et max

Le domaine de calcul doit inclure chaque partie géométrique et les champs électromagnétiques à représenter afin d'obtenir des résultats bien précis. Ce domaine ne doit pas être grand parce que rien ne sera gagné en simulant des parties du domaine.

- Taille de la grille

Il est donc recommandé de faire une étude de convergence du calcul avec la grille pour obtenir des résultats précis.

3.6.2 Conditions aux limites

En d'autre part, BeamPROP doit déterminer la distribution des champs électromagnétiques aux limites du domaine de simulation. Dans ce cas, BeamPROP compte des conditions de limite de transparence totale (TBC) car il est conçu pour permettre au rayonnement la limite sans réflexion dans le domaine de calcul.

En plus, BeamPROP permet le choix de plusieurs conditions aux limites:

- Dirichlet

Le champ électromagnétique doit être nul sur la limite considérée. Cela reflète le rayonnement dans le domaine de simulation.

- TBC simple (Simple TBC)

Il permet au rayonnement de traverser la limite et de quitter le domaine de simulation et c'est la simple mise en œuvre mais ce choix est recommandé pour les problèmes multi-modes.

- TBC complet (Full TBC)

Il permet au rayonnement de traverser la limite et de quitter le domaine de simulation. Ce choix est utilisé par défaut Le format TBC simple est recommandé pour les problèmes hautement multi-modes où il s'agit de la mise en œuvre aux limites transparente mais dans les cas d'une forte irradiation, cette option peut également se comporter de manière médiocre et le TBC Simple peut fonctionner mieux dans ce cas.

- PML (pour « Perfectly Matched Layers »)

Ces conditions aux limites sont certainement les conditions absorbantes les plus performantes aujourd'hui. L'énergie de champ électromagnétique incidente à la frontière quitte le domaine sans refluer dans le domaine, dans ce cas une PML est conçue pour agir comme un matériau à fortes pertes absorbant toute l'énergie incidente. L'épaisseur des limites PML peut être définie pour les axes X et Y.

3.6.3 Options de polarisation et grand-angle

BeamPROP inclut de nombreuses options permettant de contrôler les options scalaire, TE, TM, quasi-TE, quasi-TM. Pour des structures en 2D, BeamPROP effectue un calcul, mais pour en 3D, il effectue un calcul scalaire valable pour un contraste d'indice faible. Ce paramètre est un bon point de départ, bien que des options puissent être nécessaires en fonction de l'application exacte.

L'algorithme BPM de base ne permet pas la propagation hors axe. BeamPROP contient tout un éventail d'options grand-angle qui aide à assouplir la restriction.

3.6.4 Définir le champ de lancement

Le champ électromagnétique de lancement est la condition initiale de calcul. Ce champ est déterminée par une somme des excitations et est défini par:

$$\phi_L(r) = \sum_i \phi_i(x, y, z_0) \quad (3.33)$$

Puisque il s'agit d'une condition initiale pour l'intégration à la direction Z. le champ électromagnétique de lancement est indépendant de z.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les simulateurs BandSOLVE et BeamPROP, que nous avons utilisés dans notre travail de thèse, ces simulateurs sont parfaitement adaptés à la conception des dispositifs magnéto-photoniques.

BandSOLVE est un logiciel de simulation des structures à cristaux photoniques. Il est basé sur la méthode des ondes planes (PWE) optimisée pour les structures périodiques, idéal pour produire des diagrammes de bande des structures à bandes interdites photoniques. D'autre part, BeamPROP utilise l'algorithme de la méthode de propagation de faisceau (BPM) vectorielle aux différences finies. Cette méthode a été originellement développée pour simuler des guides plans et des fibres conventionnels ainsi que des systèmes optiques.

Ces simulateurs seront largement utilisées dans le chapitre suivant qui repose sur l'étude des structures à cristaux magnéto-photoniques, dont les matériaux utilisés possèdent des propriétés magnéto-optiques importantes. Ce logiciel nous permet de créer de nouvel dispositif magnéto-photonique.

Références du chapitre 3

- [1] RSoft Photonic Design Software: Photonic Device & Optical Communications System Design. <https://www.synopsys.com/optical-solutions/rsoft.html>, Licence Rsoft N° 16848079 (2016).
- [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,” *Opt. Express, OE*, vol. 11, no. 2, p. 167–175, 2003.
- [4] S. Shi, C. Chen, and D. W. Prather, “Plane-wave expansion method for calculating band structure of photonic crystal slabs with perfectly matched layers,” *J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA*, vol. 21, no. 9, p. 1769–1775, 2004.
- [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, p. 495–497, 1992.
- [6] H. S. Sözüer, J. W. Haus, and R. Inguva, “Photonic bands: Convergence problems with the plane-wave method,” *Phys. Rev. B*, vol. 45, no. 24, p. 13962–13972, 1992.
- [7] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, *Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice*. Boston, MA: Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [8] J.-M. Lourtioz, “Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux,” *Techniques de l'Ingénieur*, af3710, 2004.
- [9] RSoft Design Group, Inc, “BeamPROP 2016 User Guide”, Licence Rsoft N° 16848079 (2016).
- [10] R. Scarmozzino, A. Gopinath, R. Pregla, and S. Helfert, “Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 1, p. 150–162, 2000.
- [11] R. Scarmozzino and R. M. Osgood, “Comparison of finite-difference and Fourier-transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications,” *J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA*, vol. 8, no. 5, p. 724–731, 1991.
- [12] G. R. Hadley, “Transparent boundary condition for the beam propagation method,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 1, p. 363–370, 1992.
- [13] F. Ma, C. L. Xu, and W. P. Huang, “Wide-angle full vectorial beam propagation method,” *IEE Proceedings - Optoelectronics*, vol. 143, no. 2, p. 139, 1996.
- [14] M. D. Feit and J. A. Fleck, “Light propagation in graded-index optical fibers,” *Appl. Opt., AO*, vol. 17, no. 24, p. 3990–3998, 1978.
- [15] W. Huang, C. Xu, S.-T. Chu, and S. K. Chaudhuri, “The finite-difference vector beam propagation method: analysis and assessment,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, no. 3, p. 295–305, 1992.
- [16] E. Montanari, S. Selleri, L. Vincetti, and M. Zoboli, “Finite-element full-vectorial propagation analysis for three-dimensional z-varying optical waveguides,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, no. 4, p. 703–714, 1998.
- [17] C. L. Xu, W. P. Huang, J. Chrostowski, and S. K. Chaudhuri, “A full-vectorial beam propagation method for anisotropic waveguides,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no. 11, p. 1926–1931, 1994.
- [18] B. Maes, P. Bienstman, R. Baets, B. Hu, P. Sewell, and T. Benson, “Modeling comparison of second-harmonic generation in high-index-contrast devices,” *Opt Quant Electron*, vol. 40, no. 1, p. 13, 2008.
- [19] K. Saitoh and M. Koshiba, “Full-vectorial finite element beam propagation method with perfectly matched layers for anisotropic optical waveguides,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 19, no. 3, p. 405–413, 2001.

- [20] Hongling Rao, R. Scarmozzino, and R. M. Osgood, "A bidirectional beam propagation method for multiple dielectric interfaces," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 11, no. 7, p. 830–832, 1999.
- [21] S. Yoneta, M. Koshiba, and Y. Tsuji, "Combined beam propagation and finite element method for bidirectional optical beam propagation analysis," *Electronics and Communications in Japan (Part II: Electronics)*, vol. 82, no. 10, p. 1–9, 1999.
- [22] D. Yevick and B. Hermansson, "Efficient beam propagation techniques," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 1, p. 109–112, 1990.
- [23] Y. Chung and N. Dagli, "An assessment of finite difference beam propagation method," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 8, p. 1335–1339, 1990.
- [24] C. Vassallo and F. Collino, "Highly efficient absorbing boundary conditions for the beam propagation method," *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, no. 6, p. 1570–1577, 1996.
- [25] W. P. Huang, C. L. Xu, W. Lui, and K. Yokoyama, "The perfectly matched layer (PML) boundary condition for the beam propagation method," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 8, no. 5, p. 649–651, 1996.
- [26] Yih-Peng Chiou and Hung-Chun Chang, "Complementary operators method as the absorbing boundary condition for the beam propagation method," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 10, no. 7, p. 976–978, 1998.
- [27] 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.
- [28] R. Clauberg and P. von Allmen, "Vectorial beam-propagation method for integrated optics," *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 8, p. 654, 1991.
- [29] W. P. Huang and C. L. Xu, "Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 10, p. 2639–2649, 1993.
- [30] D. Yevick and M. Glasner, "Analysis of forward wide-angle light propagation in semiconductor rib waveguides and integrated-optic structures," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 23, p. 1611–1613, 1989.
- [31] G. R. Hadley, "Multistep method for wide-angle beam propagation," *Opt. Lett., OL*, vol. 17, no. 24, p. 1743–1745, 1992.
- [32] H. J. W. M. Hoekstra, G. J. M. Krijnen, and P. V. Lambeck, "New formulation of the beam propagation method based on the slowly varying envelope approximation," *Opt. Commun.*, vol. 97, no. 5, p. 301–303, 1993.
- [33] I. Ilic, R. Scarmozzino, and R. M. Osgood, "Investigation of the Pade approximant-based wide-angle beam propagation method for accurate modeling of waveguiding circuits," *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, no. 12, p. 2813–2822, 1996.
- [34] P. Kaczmarek and P. E. Lagasse, "Bidirectional beam propagation method," *Electron. Lett.*, vol. 24, no. 11, p. 675–676, 1988.
- [35] Y. Chung and N. Dagli, "Modeling of guided-wave optical components with efficient finite-difference beam propagation methods," in *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium 1992 Digest*, vol.1 p. 248–251, 1992.
- [36] Y.-P. Chiou and H.-C. Chang, "Analysis of optical waveguide discontinuities using the Pade approximants," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 9, no. 7, p. 964–966, 1997.
- [37] M. D. Feit and J. A. Fleck, "Computation of mode properties in optical fiber waveguides by a propagating beam method," *Appl. Opt., AO*, vol. 19, no. 7, p. 1154–1164, 1980.
- [38] M. D. Feit and J. A. Fleck, "Computation of mode properties in optical fiber waveguides by a propagating beam method," *Appl. Opt., AO*, vol. 19, no. 7, p. 1154–1164, 1980.
- [39] S. Jungling and J. C. Chen, "A study and optimization of eigenmode calculations using the imaginary-distance beam-propagation method," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 9, p. 2098–2105, 1994.

- [40] D. Yevick and W. Bardyszewski, "Correspondence of variational finite-difference (relaxation) and imaginary-distance propagation methods for modal analysis," *Opt. Lett.*, *OL*, vol. 17, no. 5, p. 329–330, 1992.
- [41] G. R. Hadley and R. E. Smith, "Full-vector waveguide modeling using an iterative finite-difference method with transparent boundary conditions," *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, no. 3, p. 465–469, 1995.
- [42] J. C. Chen and S. Jüngling, "Computation of higher-order waveguide modes by imaginary-distance beam propagation method," *Opt Quant Electron*, vol. 26, no. 3, p. S199–S205, 1994.

Chapitre 4.

Résultats et Interprétations

Chapitre 4.

Résultats et interprétations

Sommaire

Introduction	99
4.1 Optimisation de la BIP complète dans un cristal magnéto-photonique 2D planaire	100
4.1.1 Structure schématique cristal magnéto-photonique 2D planaire Bi:YIG/SiO ₂ .	100
4.1.2 Optimisation de la BIP complète dans la structures Bi:YIG/SiO ₂	101
4.2 Guide d'onde à cristal magnéto-photonique 2D planaire	104
4.2.1 Création d'un guide d'onde à cristal magnéto-photonique 2D planaire	104
4.2.2 Guide d'onde à CMP 2D planaire indépendant de la polarisation	105
4.2.3 Amélioration de l'efficacité de conversion du mode de la polarisation dans un guide d'ondes à CMP 2D planaire indépendant de la polarisation	106
4.3 Capteur de champ magnétique sensible utilisant un guide d'ondes à CMP 2D planaire basé sur la structure BIG/GGG	108
4.3.1 Introduction	108
4.3.2 Configuration de dispositif et principe de détection	109
4.3.3 Méthodologie de modélisation et optimisation de la structure	111
4.3.4 Résultats de détection et discussion	115
Conclusion	121
Bibliographie	122

Introduction

La propagation guidée non-réciproque est une propriété importante, quant au développement des circuits photoniques intégrés. Cependant sa mise au point est encore loin d'être réalisée. Les premiers effets magnéto-optiques de type Kerr obtenus sont encore insuffisants pour permettre le développement de composants intégrés non-réciproques. Depuis quelques années, quelques groupes de recherche combinent matériaux magnéto-optiques 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.

Dans notre travail, nous procédons à des études sur le modèle de guide d'onde à cristal magnéto-photonique 2D planaire. Nous allons étudier deux types de structures, la première est formée par un réseau triangulaire de trous d'air plongée dans une couche de matériau magnéto-optique MO de hauteur finie à base de grenat de fer et d'yttrium substitué par du bismuth (dénommé Bi:YIG), les régions de fond au-dessus et en-dessous de la couche MO sont formées par des couches de matériau diélectrique (le SiO_2). La deuxième structure est similaire à la première, mais avec une couche de matériau magnéto-optique de grenat de fer et de bismuth (dénommé BIG), les régions de fond au-dessus et en-dessous de la couche MO sont formées par des couches de GGG (grenat de gadolinium et gallium).

Nous débutons notre étude par la simulation de l'effet de la variation des paramètres géométriques (la période, le rayon des trous d'air, et l'épaisseur de la couche magnéto-optique) et physique (l'indice de réfraction), ainsi nous nous concentrons sur leurs propriétés physiques telles que les diagrammes de bandes et les cartes de bandes, ces simulations ont pour objectif de trouver la plus large bande interdite photonique complète dans les structures étudiées.

Ensuite en prônant les structures de guide d'ondes avec les plus larges bandes interdites photoniques, et nous étudions l'effet de la gyrotropie sur la rotation Faraday pour objectif d'augmenter le taux de conversion de mode de polarisation TE-TM, afin d'obtenir les meilleurs caractéristiques pour réaliser un capteur de champ magnétique sensible.

Le calcul des diagrammes de bande est effectué par le logiciel BandSOLVE, qui utilise la méthode des ondes plan (PWE), et le calcul de la rotation Faraday et le calcul de l'intensité normalisée de la transmission est effectué à l'aide du logiciel BeamPROP utilisant la méthode de propagation des faisceaux (BPM).

4.1 Optimisation de la bande interdite photonique complète dans un cristal magnéto-photonique 2D planaire

Les cristaux photoniques (CPs) ont été proposés indépendamment il y a environ trois décennies par Yablonovitch [1] et John [2], faisant suite à la structure de bande interdite photonique complète fabriquée en 1991 par Yablonovitch [3].

Récemment, l'insertion de l'effet magnéto-optique (MO) dans les circuits intégrés photoniques a conduit à la combinaison de matériaux MO et de structure de CPs donnant des dispositifs à cristaux magnéto-photoniques, CMPs (ou *magneto-phonic crystals*: MPCs) incluant l'isolateurs, le circulateurs, le modulateurs, etc. Les CMPs présentent des réponses optiques et MO uniques [4] cas le matériau constitutif du PC est magnétique, même si un seul défaut magnétique est introduit dans la structure périodique. Ils présentent des propriétés pour miniaturiser les composants non réciproques et améliorer les effets MO [5].

D'autre part, la bande interdite photonique, BIP (ou *Photon Band Gap*: PBG) est un élément essentiel pour la fabrication des dispositifs photoniques non réciproques comme les isolateurs et les circulateurs optiques qui sont indispensables dans les systèmes de communication optiques.

Dans cette partie, nous optimisons les paramètres géométriques d'une structure à CMP 2D planaire, afin d'obtenir la plus large BIP complète pour cette structure [6]. La dépendance de la BIP sur l'épaisseur de la couche MO " T " et le rayon " r " des trous d'air a été étudiée numériquement par la méthode des ondes planes tridimensionnelles (PWE-3D) en utilisant le module BandSOLVE du logiciel Rsoft.

4.1.1 Structure schématique CMP 2D planaire Bi:YIG/SiO₂

La structure étudiée est rapportée sur la Figure 4.1, est une structure à CMP 2D planaire (Bi:YIG/SiO₂) formée par un réseau triangulaire de trous d'air plongées dans un matériau MO de hauteur finie à base de grenat d'yttrium de fer substitué par du bismuth ((Bi:Y)₃Fe₅O₁₂ ou Bi:YIG). Les régions de fond au-dessus et en-dessous de la couche MO sont formées d'un matériau diélectrique (le SiO₂). Ces matériaux ont été choisis en raison de leur exploitation usuelle en photonique et en optique intégrée [5,7,8]. Les indices de réfraction (n) de SiO₂ et de Bi:YIG en l'absence du champ magnétique externe sont $n_{SiO_2} = 1,45$ et $n_{Bi:YIG} = 2,36$.

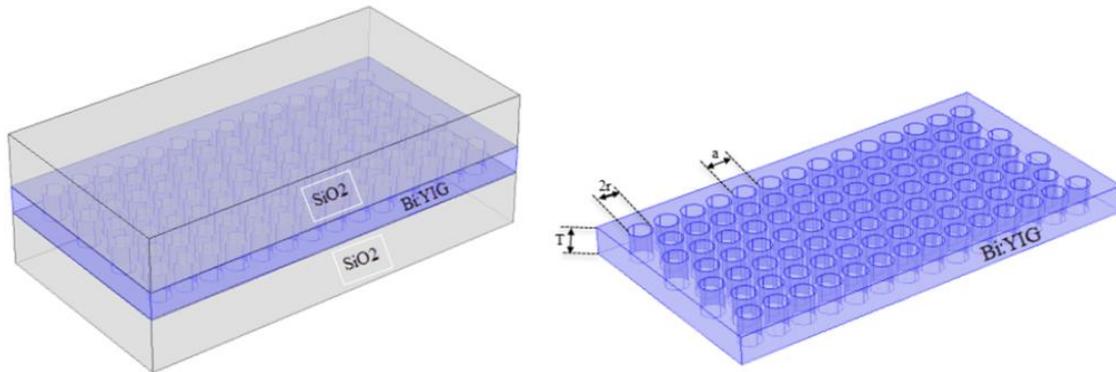


Figure 4.1 : Structure schématique de la structure CMP 2D planaire (Bi:YIG/SiO₂), avec T : l'épaisseur de la couche MO, a : la constante (ou période) du réseau triangulaire et r : le rayon des trous d'air.

4.1.2 Optimisation de la BIP complète dans la structures Bi:YIG/SiO₂

Dans cette partie on désire optimiser la largeur de la BIP complète en fonction des paramètres géométrique de la structure, le rayon des trous d'air et l'épaisseur de la couche MO. Avec les CMPs planaires en parle des modes quasi-TE (pairs) et quasi-TM (impairs) au lieu des modes TE et TM, en plus le confinement de la lumière dans la direction perpendiculaire (parallèle au trous d'air) doit également être considéré, dans ce cas, le calcul de la bande interdite photonique se fait en dessous de la ligne de lumière (voir chapitre 1).

4.1.2.1 Effet du rayon des trous d'air sur la largeur et la position de la BIP

Pour examiner l'effet du rayon des trous d'air (r) sur la variation de la largeur et de la position de la BIP, on fixe l'épaisseur de la couche MO à $T = 1a$ et on fait varier r . La Figure 4.2 montre l'ouverture d'une BIP pour des modes quasi-TE (pairs) pour une gamme de valeurs du rayon des trous compris entre $0,13a$ et $0,44a$ et une BIP pour des modes quasi-TM (impairs) une gamme entre $0,19a$ et $0,44a$. Le chevauchement des deux bandes donne une BIP complète pour une gamme entre $0,24a$ et $0,44a$. On observe également que pour un rayon supérieur à $0.26a$, les BIP des modes quasi-TM sont plus larges que les BIP des modes quasi-TE.

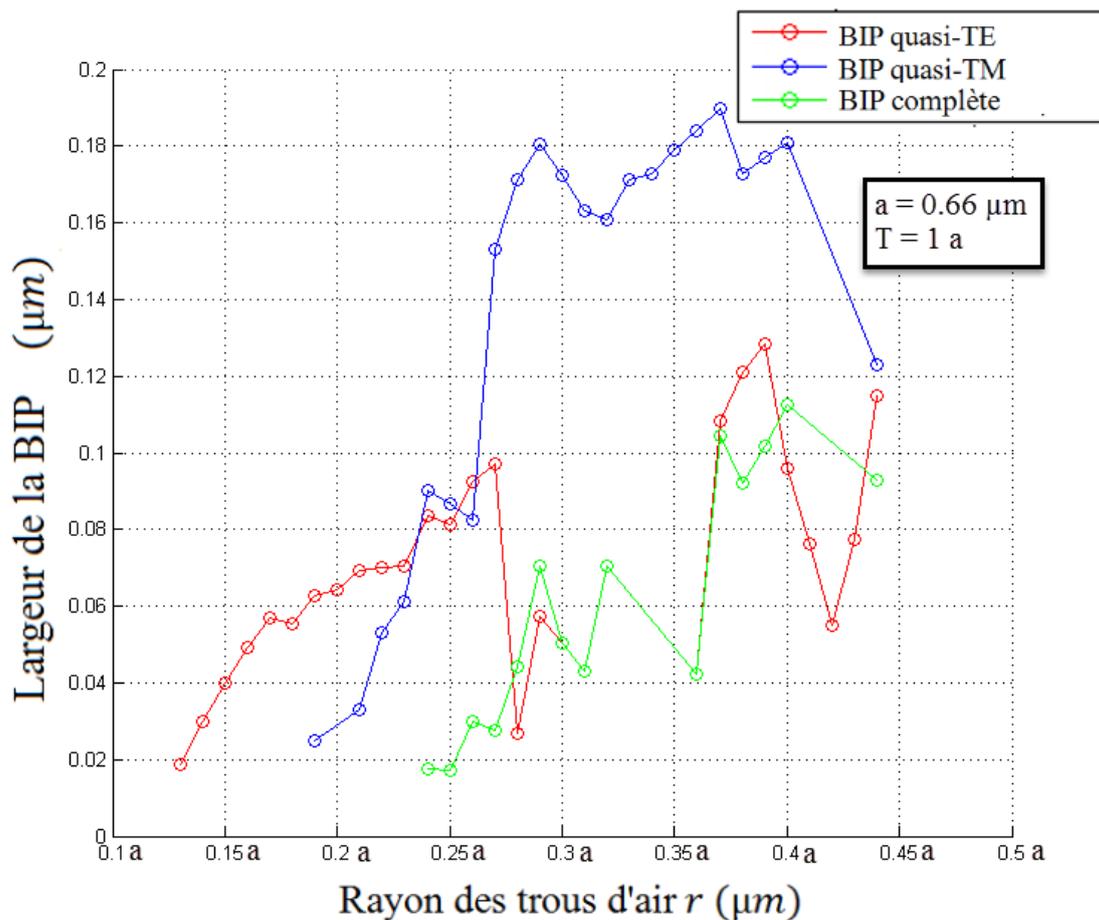


Figure 4.2 : Variation de la largeur de la BIP en fonction du rayon des trous d'air (r).

On peut voir que les BIPs des modes quasi-TM sont ouvertes à partir de la valeur du rayon $r = 0,19a$, et prennent des valeurs plus large pour des valeur du rayon comprises entre $r = 0,27a$ à $r = 0,44a$ (Figure 4.2), tandis que les BIPs des modes quasi-TE sont ouvertes à partir de la valeur du rayon $r = 0,13a$, et prennent la plus large BIP pour la valeur du rayon $r = 0,39a$. On peut voir aussi que les BIPs des modes quasi-TM sont plus larges que les BIPs des modes quasi-TE, dû à la forme du CPs (structure connectée).

La variation de la position (longueur d'onde centrale) de la BIP des modes quasi-TE, quasi-TM et de la BIP complète est représentée sur la Figure 4.3.

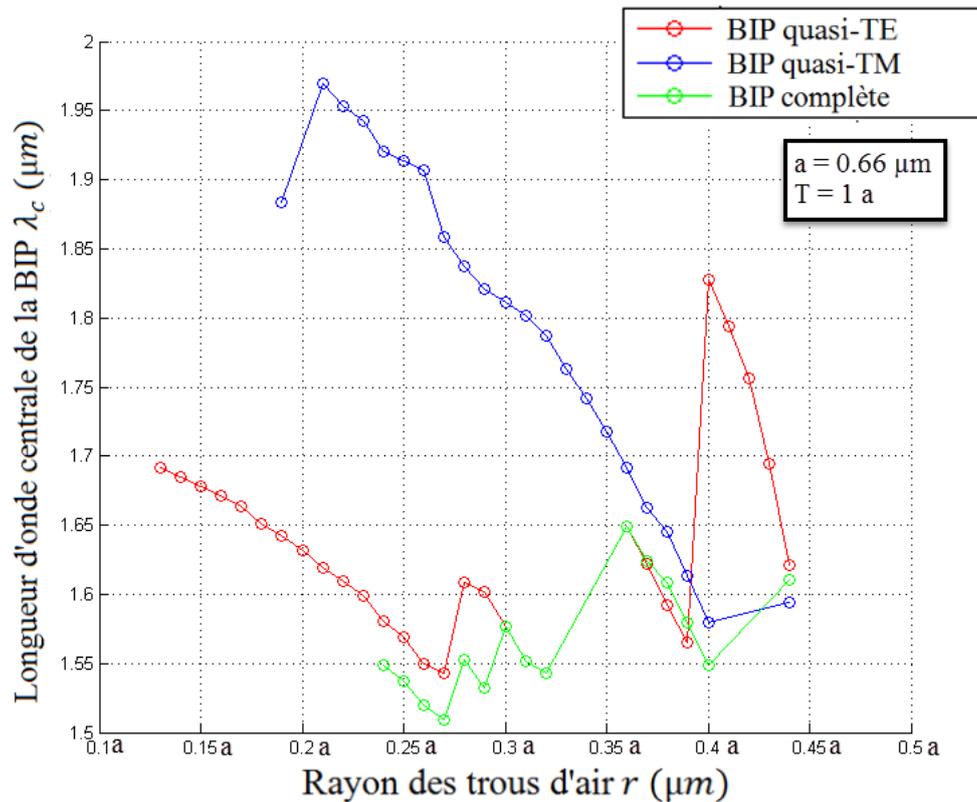


Figure 4.3 : Variation de la position (longueur d'onde centrale) de la BIP en fonction du rayon des trous d'air (r).

4.1.2.2 Effet de l'épaisseur de la couche MO sur la largeur et la position de la BIP

La dépendance de l'existence et de la variation de la largeur et de la position de la BIP en fonction de l'épaisseur de la couche MO est présentée sur la Figure 4.4 et la Figure 4.5 respectivement. On peut voir l'apparence et le changement de la largeur de la BIP pour les modes quasi-TE et quasi-TM, et aussi la BIP complète.

Dans la Figure 4.4, nous avons fixé le rayon des trous d'air à $r = 0.40a$ et fait varier l'épaisseur T de la couche MO. La BIP apparaît à $T = 0,4a$, cette bande peut disparaître lorsque T est au-delà de $T = 4a$. Pour $T = 1a$, la largeur maximale de la BIP est obtenue. Dans les Figures 4.4 et 4.5, les courbes restent inchangées quelle que soit la variation de la constante de réseau a . Pour $a = 0,66 \mu\text{m}$, nous obtenons la valeur de $\lambda_t = 1,55 \mu\text{m}$ au centre de la plus large BIP.

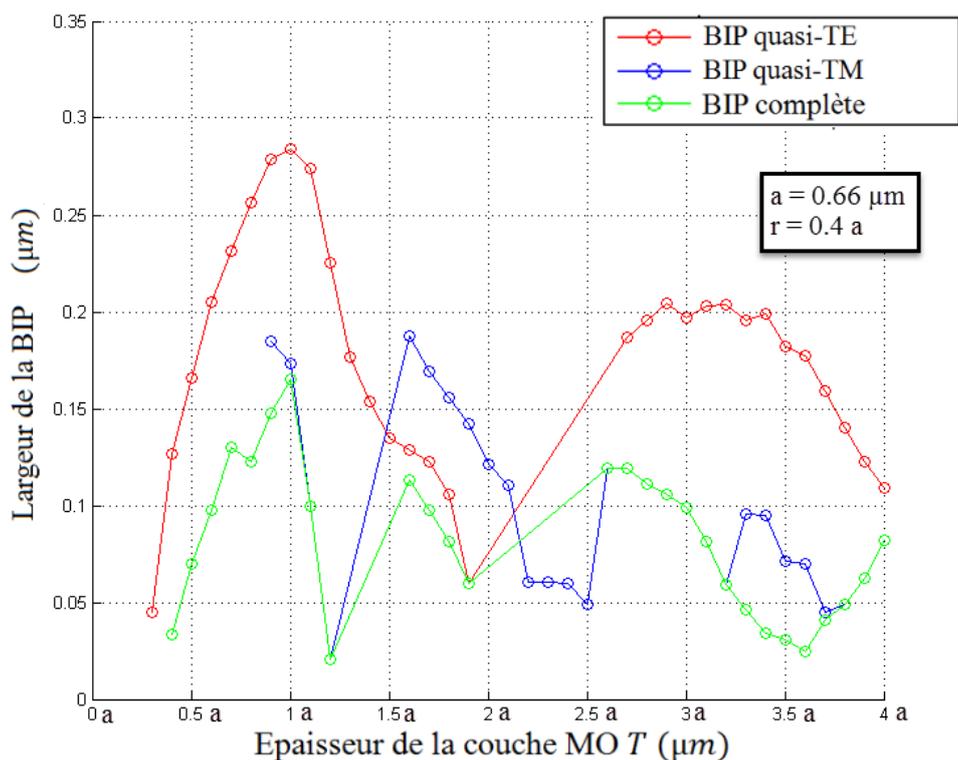


Figure 4.4 : Variation de la largeur de la BIP en fonction de l'épaisseur "T" de la couche MO.

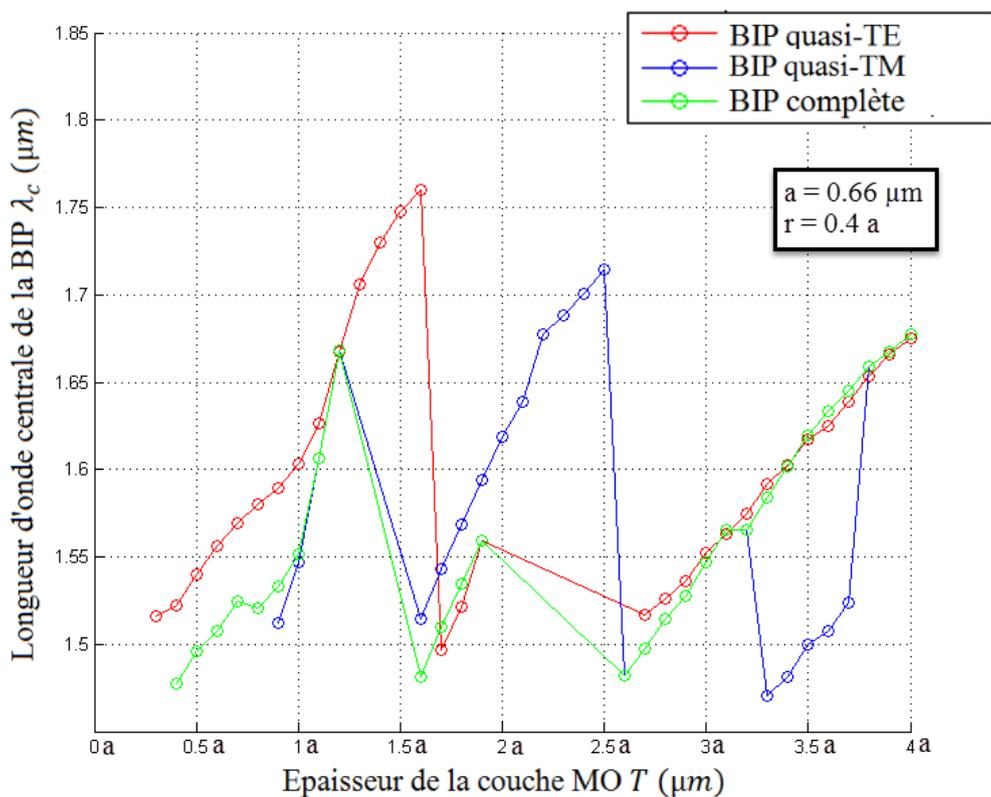


Figure 4.5 : Variation de la position (la longueur d'onde centrale) de la BIP λ_c en fonction de l'épaisseur "T" de la couche MO.

Pour un rayon optimal $r = 0,4a$ et une épaisseur de la couche MO $T = a$, on obtient la plus large BIP complète pour la structure Bi:YIG/SiO₂ étudiée à la longueur d'onde de télécommunication $\lambda_t = 1,55 \mu\text{m}$, soit égale $0,16655 \mu\text{m}$. À l'aide de ce résultat, nous extrayons les paramètres optimaux pour obtenir la plus large BIP complète, comme illustré à la Figure 4.6. L'emplacement de la BIP est une condition importante pour ce type de composants. En ce qui concerne notre structure, la plus large BIP complète ouverte est située entre $\lambda_{min} = 1,44 \mu\text{m}$ et $\lambda_{max} = 1,60 \mu\text{m}$. Cette bande contient bien entendu la valeur de λ_t pour une période $a = 0,66 \mu\text{m}$.

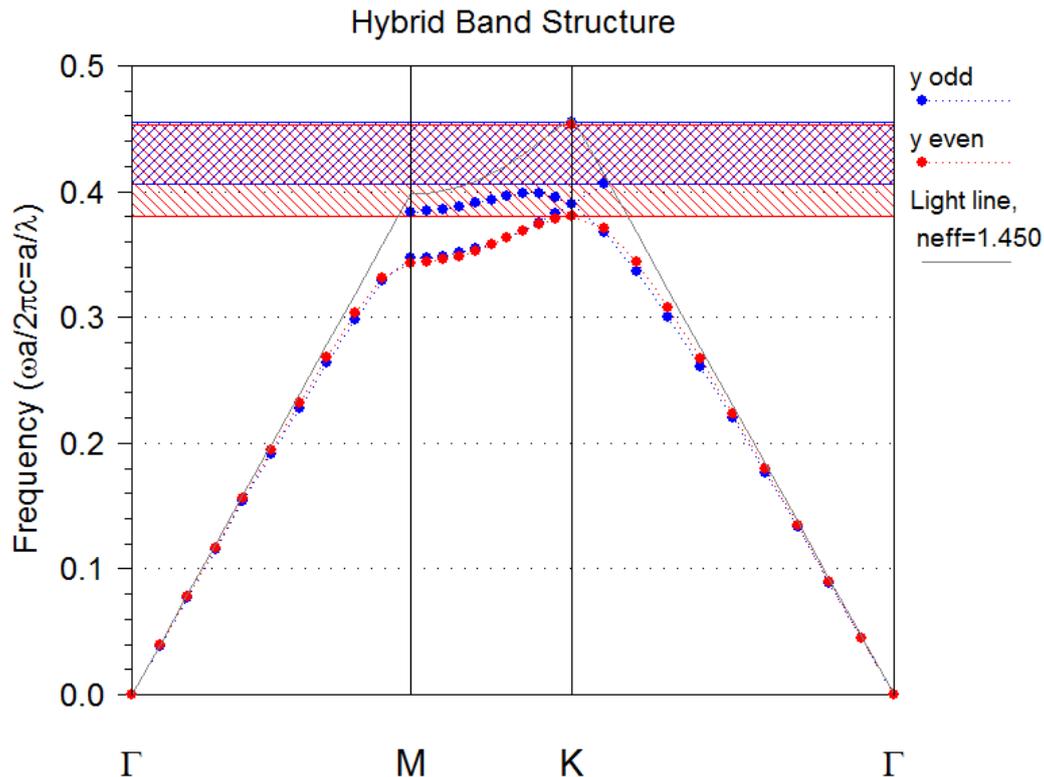


Figure 4.6 : Diagramme de dispersion de la structure à CMPs 2D Planaire (Bi:YIG/SiO₂) calculé par le logiciel BandSOLVE, pour $r/a = 0,4$ et $T/a = 1$. Apparition d'une large BIP complète.

4.2 Guide d'onde à cristal magnéto-photonique 2D planaire

4.2.1 Création d'un guide d'onde à cristal magnéto-photonique 2D planaire

Une ligne manquante de trous d'air dans la structure CMP 2D planaire (un défaut linéaire W1) permet la création d'un guide d'onde à cristal magnéto-photonique (voir Figure 4.7). La lumière propagée est confinée dans le guide d'ondes par la BIP latéralement et par la réflexion totale interne verticalement [9-11].

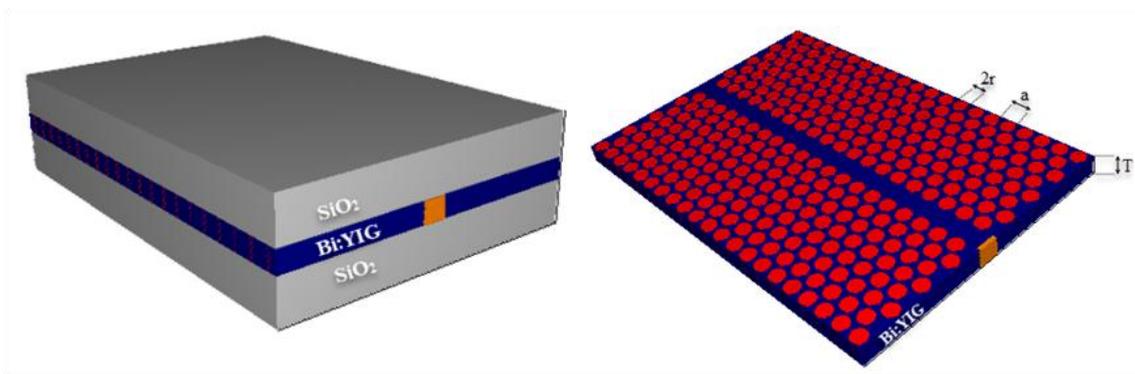


Figure 4.7 : Structure schématique du guide d'onde à CMP 2D planaire (Bi:YIG/SiO₂), avec T : épaisseur de la couche Bi:YIG, a : constante (ou période) du réseau triangulaire et r : le rayon des trous d'air.

4.2.2 Guide d'onde à CMP 2D planaire indépendant de la polarisation

Le guide d'onde indépendant de la polarisation (PIW, *polarization-independent waveguide*) [12] est le composant clé pour obtenir des dispositifs à CMPs efficaces, en raison de sa capacité à confiner la lumière polarisée pour les polarisations TE et TM, guidant ainsi la lumière. De plus, les CMPs planaires à dimension verticale finie ont attiré beaucoup d'attention en raison de leurs processus de fabrication relativement faciles et de leurs applications potentielles en tant que dispositifs dans les circuits [6].

Lors de la propagation de la lumière dans un guide d'onde à CMP 2D planaire, en présence d'un champ magnétique externe \vec{H} , une rotation du plan de polarisation se produit en raison de l'effet Faraday à l'intérieur du matériau MO [13-15] (voire chapitre 2). Pendant la propagation, l'onde lumineuse polarisée quasi-TE (paire) peut devenir une onde lumineuse polarisée quasi-TM (impaire) après une certaine distance. Comme ce guide d'onde à CMPs avec seulement une BIP pour les modes polarisée quasi-TE ne peut pas confiner une onde lumineuse polarisée quasi-TM [6], donc le confinement latéral par BIP n'existe plus et la lumière est perdue. Pour cela un guide d'onde indépendant de la polarisation [15,16] est requis, dont le principe de fonctionnement repose sur l'utilisation d'une BIP complète. [6,15-17] où à la fois une BIP des modes quasi-TE et une BIP des modes quasi-TM se chevauchent. Par conséquent, l'onde lumineuse se propageant reste confinée à l'intérieur du guide d'onde en épité du changement de sa polarisation et est donc guidée sans pertes.

L'étude de la propagation de la lumière dans un guide d'onde à CMP 2D planaire (structure Bi:YIG/SiO₂) par le logiciel BeamPROP, montre la minimisation ou l'élimination des pertes de propagation par l'utilisation de la BIP complète. La Figure 4.8 montre la présence des pertes de propagation pour $r = 0,2a$ (pas de BIP complète), petites pertes pour $r = 0,3a$ (BIP complète étroit), aucune perte pour $r = 0,4a$ (la plus large BIP complète).

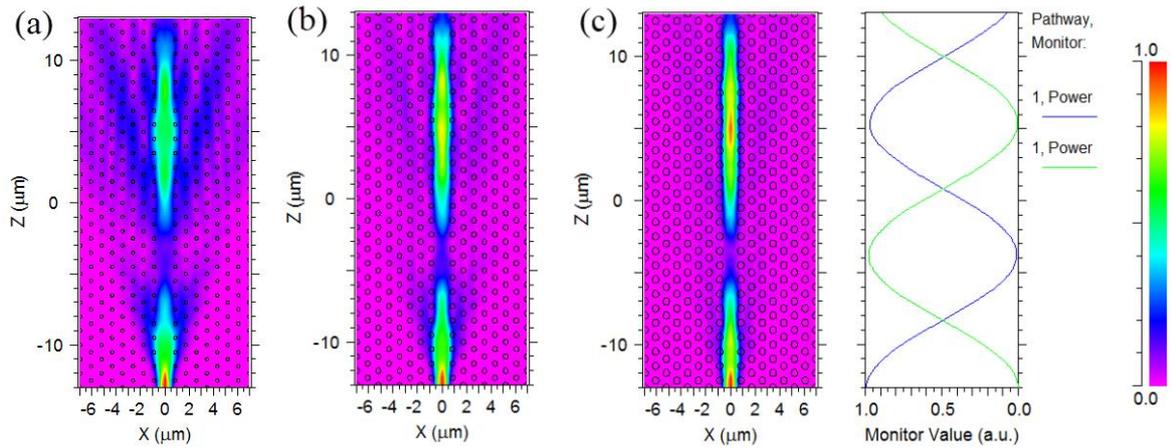


Figure 4.8 : Simulation par le logiciel BeamPROP de la Propagation de la lumière dans le guide d'ondes à CMPs 2D Planaire (structure Bi:YIG/SiO₂) avec différent rayon de trous d'air: (a) $r = 0.2a$, (b) $r = 0.3a$ et (c) $r = 0.4a$.

4.2.3 Amélioration de l'efficacité de conversion du mode de la polarisation dans un guide d'ondes à CMP 2D planaire indépendant de la polarisation

Comme mentionné ci-dessus, l'intensité de la lumière de sortie est liée au changement de l'état de polarisation de l'onde lumineuse propagée. Par conséquent, la conversion de mode de polarisation (PMC, *polarisation mode conversion*) [14] est une caractéristique importante dans les circuits intégrés photoniques (PIC, *photonic integrated circuits*) [18]. Ainsi on peut manipuler l'état de la polarisation de l'onde lumineuse et la caractérisation du guide d'onde à CMP 2D planaire indépendant de la polarisation.

En considérant la longueur d'onde de travail (dans notre cas, nous utilisons la longueur d'onde de télécommunication $\lambda_t = 1,55 \mu\text{m}$) au centre de la plus large BIP complète, on constate que l'intensité maximale de l'onde lumineuse est transmise.

On considère la structure (Bi:YIG/SiO₂), la Figure 4.9 montre l'intensité normalisée de la lumière de sortie en fonction du (a) rapport de l'épaisseur de la couche MO et la période " T/a " et (b) rapport du rayon des trous d'air et la période " r/a " à la longueur d'onde λ_t .

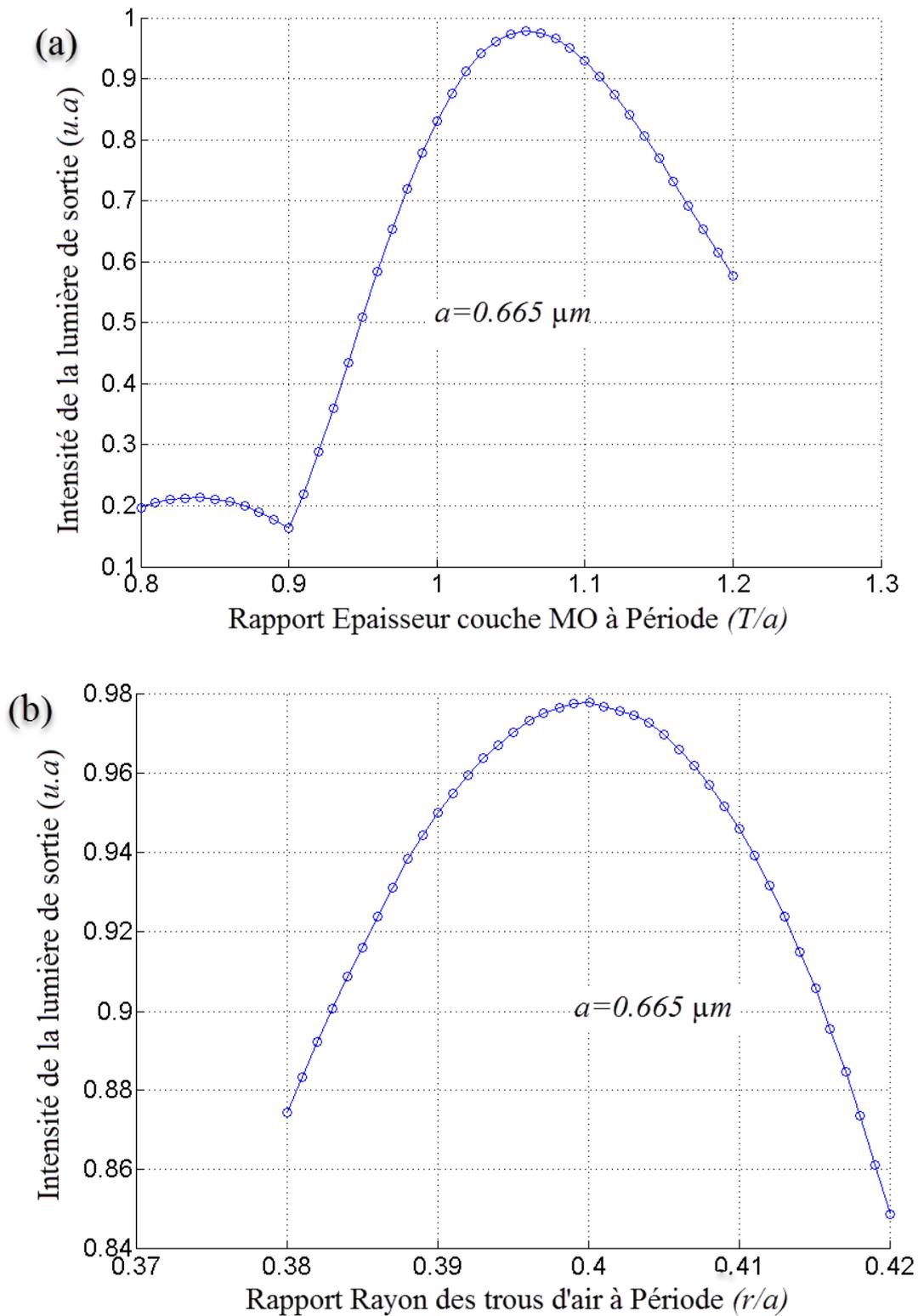


Figure 4.9 : Variation de l'intensité normalisée de la lumière de sortie en fonction de: **(a)** Rapport Epaisseur couche MO à Période " T/a ", **(b)** Rapport Rayon des trous d'air à Période " r/a ".

On peut voir que le meilleur rendement de conversion du mode de polarisation est obtenu pour $T/a = 1,06$ et $r/a = 0,40$, avec une intensité de sortie très élevée, environ 0.98 %.

4.3 Capteur de champ magnétique sensible utilisant un guide d'ondes à cristal magnéto-photonique 2D planaire basé sur la structure BIG/GGG

4.3.1 Introduction

Les capteurs de champ magnétique (MFS, *magnetic field sensors*) jouent un rôle important dans les systèmes électriques pour mesurer le courant, dans les supraconducteurs à haute température pour étudier les vortex, dans les objets magnétisés pour examiner la distribution spatiale du champ magnétique produit et dans de nombreux autres domaines de la science fondamentale et de la technologie. Plusieurs types de MFS ont été présentés, utilisant des semi-conducteurs [19], des fibres optiques [20-23], des matériaux magnéto-optiques [24-26], des fluides magnétiques [27-29], des fibres à cristaux photoniques [30], et structures à cristaux magnéto-photoniques [31-35].

Les capteurs à guide d'ondes planaire peuvent être utilisés pour mesurer pratiquement tous les paramètres externes, y compris les grandeurs physiques, chimiques et biologiques, avec une grande vitesse et une grande précision [36]. Plusieurs mécanismes basés sur la réfractométrie ont été proposés pour la détection de paramètres chimiques et biologiques [36-40]. Lorsqu'un analyte (une substance dont les constituants chimiques sont identifiés et mesurés) est placé dans un champ évanescent, sa concentration ou son indice de réfraction peut être analysé en fonction du changement de l'intensité ou de la phase de la lumière se propageant dans le guide d'onde [41]. D'autre part, une interaction directe entre le paramètre détecté et la couche de guidage est souvent appliquée lors de la détection de paramètres physiques tels qu'un champ magnétique [5,31].

Les structures de guides d'ondes à CMPs planaires sont la contrepartie magnétique des cristaux photoniques, exploitant les propriétés des médias magnétiques gyrotropes. Ils offrent des caractéristiques optiques et MO uniques ainsi qu'une miniaturisation des composants non réciproques. Les effets MO peuvent être améliorés en accordant leur bande interdite et leurs défauts [5,34].

Les MFS basés sur les CMPs tirent parti de l'effet MO, y compris l'effet Faraday. Lorsqu'il est transmis à travers un matériau MO avec un champ magnétique appliqué, le plan de la polarisation de la lumière polarisée linéairement est tourné [22] en raison de l'interaction avec ses moments magnétiques. Grâce à cette interaction, l'état de polarisation de la lumière est modifié et la différence entre les faisceaux incident et transmis peut être utilisée pour analyser l'intensité du champ magnétique [34]. Les MFS peuvent donc être réalisés en fonction de l'effet du champ magnétique sur les caractéristiques de propagation et de transmission de la lumière. Les propriétés matérielles et géométriques de telles structures influent fortement sur la sensibilité du capteur MO. Parmi les matériaux utilisés pour de tels dispositifs, les grenats de fer sont les plus convoités, en raison de leurs avantages d'activité MO et de transparence élevée et d'importante rotation Faraday [25]. De plus, pour la détection de champ magnétique, les MFS basés sur les CMPs ont suscité de l'attention par rapport aux techniques électroniques, en raison de leurs avantages d'immunité aux interférences électromagnétiques, de leur petite taille et de leurs faibles pertes.

Dans ce travail, un type de MFS utilisant un guide d'ondes à CMP 2D planaire est proposé et démontré théoriquement [42]. Nous discutons des moyens d'optimiser numériquement différentes caractéristiques et propriétés de détection des films MO et des nanostructures photoniques utilisées dans les MFS en changeant les paramètres géométriques et physiques sous l'influence d'un champ magnétique externe appliqué.

4.3.2 Configuration de dispositif et principe de détection

4.3.2.1 Configuration de dispositif

Le dispositif de détection du MFS proposé est formé par un guide d'ondes à CMP 2D planaire (structure BIG/GGG) montré sur la Figure 4.10, dont la conception admet un réseau triangulaire de trous d'air avec une constante de période ou de réseau a dans une plaque de matériau MO (grenat de bismuth et de fer, BIG, $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) avec un indice de réfraction de 2,51 et d'épaisseur finie T . Il est déposé sur un substrat et superstrat de gadolinium gallium grenat (GGG, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) avec indice de réfraction effectif de 1,97 [9,43]. BIG, en tant que matériau de grenat magnétique, a été choisi en raison de ses remarquables propriétés MO. Ayant le plus grand angle de rotation Faraday connu pour la lumière polarisée [44,45], ce matériau est fréquemment utilisé dans les structures magnéto-optiques et magnéto-photoniques [44-47], en plus des structure à base de CMPs BIG/GGG ont été fabriqués avec succès [44]. Le guide d'ondes est formé par une ligne de trous d'air manquante, guide d'onde W1. Le confinement optique est assuré par l'indice de réfraction dans le sens vertical et par le phénomène de bande interdite photonique (BIP) dans le plan du dispositif [48].

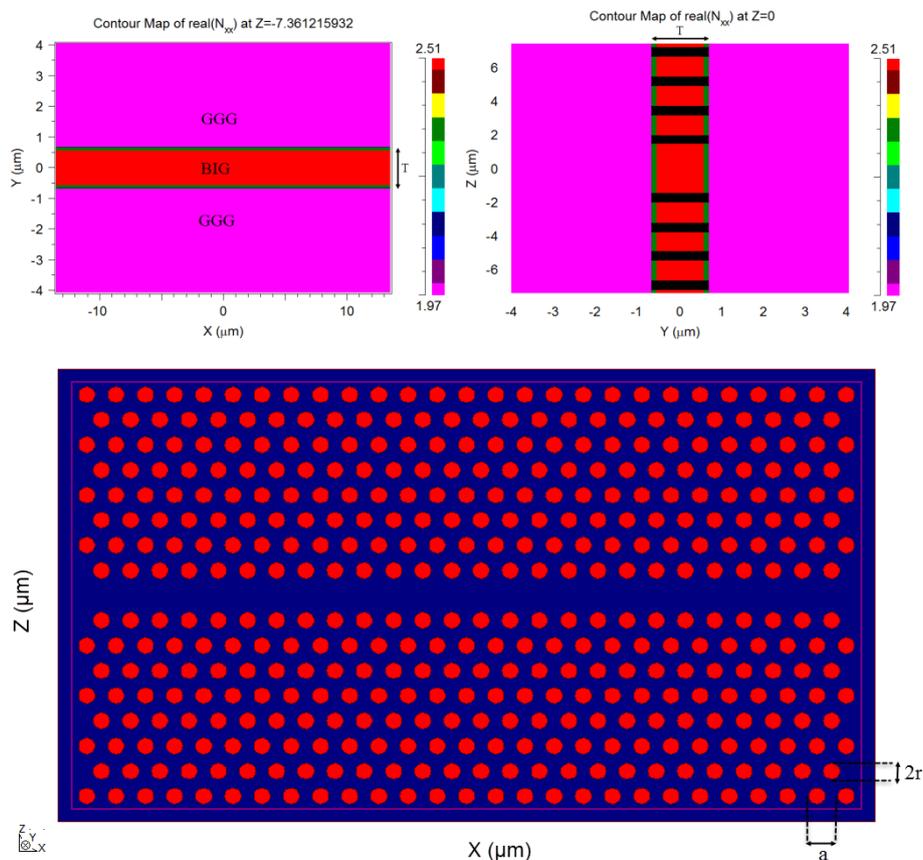


Figure 4.10 : Schématique de la structure du dispositif de détection du MFS. Le guide d'ondes W1 est formé par une ligne manquante de trous d'air.

4.3.2.2 Principe de détection

Pour ce MFS, nous considérons les mêmes conditions expérimentales pour la mesure de l'intensité de la lumière en fonction du champ magnétique dans la configuration de Faraday, comme indiqué dans le travail de *Fujikawa et al.* [31]. L'onde lumineuse linéairement polarisée est injectée dans la structure de détection qui est soumise à un champ magnétique externe. L'intensité de l'onde lumineuse passant à travers l'analyseur est ensuite détectée. Contrairement à la configuration présentée dans [31], l'orientation de l'analyseur dans notre configuration est parallèle au polariseur (voir Figure 4.11).

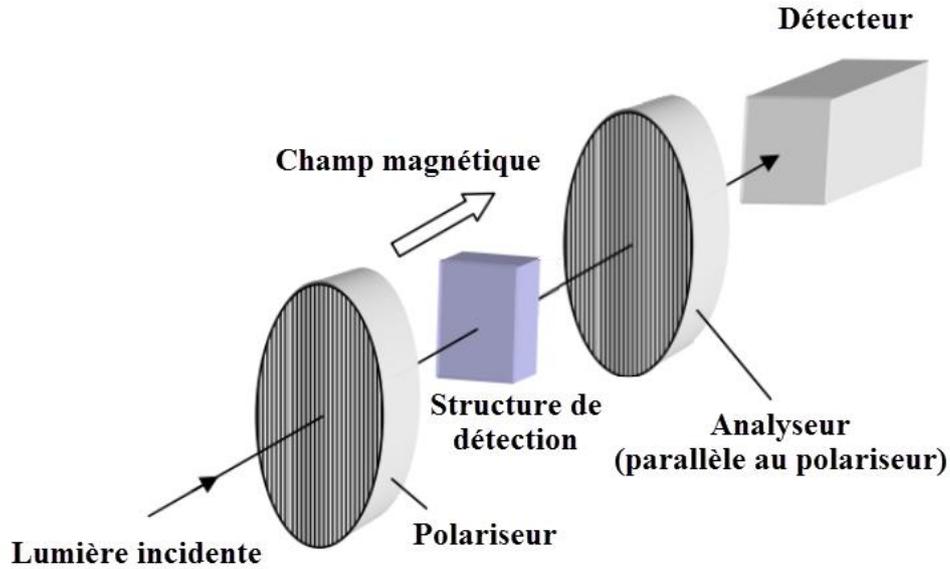


Figure 4.11 : Système de mesure de l'intensité lumineuse dépendant du champ magnétique dans la configuration Faraday.

Le principe général de détection des MFS basée sur l'effet Faraday a été rapporté par Cheng *et al.* [25]. La force du champ magnétique est détectée en mesurant l'angle de la RF (θ_F) exprimé par la formule (4.1)

$$\theta_F = V H_{\text{ext}} L, \quad (4.1)$$

où V est la constante de *Verdet*, L est la longueur de propagation de l'onde lumineuse, et H_{ext} est le champ magnétique externe appliqué qui se traduit par l'apparition d'éléments hors diagonale imaginaires purs ($\pm ig$) dans le tenseur diélectrique ($\tilde{\epsilon}$) [14,49]. Pour un milieu gyrotropique magnétisé suivant la direction x , le tenseur de permittivité ($\tilde{\epsilon}$) peut être représenté comme suit:

$$\tilde{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & ig & 0 \\ -ig & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad (4.2)$$

où les paramètres diagonaux de la permittivité du matériau magnéto-optique $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$ sont réels. Le paramètre de gyrotropie (g), responsable de l'effet MO, est proportionnel à H_{ext} en première approximation, selon la relation [50]:

$$g = \varepsilon_0 \chi H_{ext}, \quad (4.3)$$

où ε_0 est la permittivité dans le vide et χ est la susceptibilité MO dans le champ magnétique H_{ext} . En l'absence de H_{ext} , l'état de polarisation de l'onde lumineuse passant par le guide d'ondes ne change pas. S'il n'y a pas de pertes de propagation dans le guide d'ondes, l'intensité de l'onde lumineuse émergeant du polariseur ne change pas non plus lors du passage à travers l'analyseur.

Lorsque H_{ext} est appliqué, l'intensité de l'onde lumineuse transmise par l'analyseur change avec H_{ext} . Ce changement d'intensité correspond bien à la relation entre la RF et la force de H_{ext} . Par conséquent, l'intensité du champ magnétique peut être déterminée en mesurant la diminution de l'intensité de l'onde lumineuse lors du passage à travers l'analyseur, qui est proportionnelle à l'augmentation de sa valeur.

4.3.3 Méthodologie de modélisation et optimisation de la structure

4.3.3.1 Méthodologie de modélisation

La structure de détection du MFS a été construite sur la base d'un guide d'ondes à CMP 2D planaire. L'onde lumineuse est confinée dans le sens vertical par le contraste de l'indice de réfraction entre la couche MO et la gaine, et dans le plan par l'effet de la BIP [50]. En présence de H_{ext} , l'état de polarisation de l'onde lumineuse se propageant le long de la longueur du guide d'onde changera en raison de l'effet Faraday à l'intérieur du matériau MO. Pendant la propagation, l'onde lumineuse polarisée quasi-TE (paire) peut devenir une onde lumineuse polarisée quasi-TM (impaire) après une certaine distance. Comme ce guide d'onde possède seulement une BIP pour les modes polarisée quasi-TE, il ne peut pas confiner une onde lumineuse polarisée quasi-TM [6], Un guide d'onde indépendant de la polarisation [15,16] est requis, son principe de fonctionnement repose sur l'utilisation d'une BIP complète. [1,15-17] où à la fois une BIP des modes quasi-TE et une BIP des modes quasi-TM se chevauchent. Par conséquent, l'onde lumineuse qui se propage reste confinée à l'intérieur du guide d'onde malgré le changement de sa polarisation et est donc guidée sans pertes. Dans ce contexte, la BIP complète a été optimisée théoriquement et sa dépendance à l'épaisseur de la couche MO pour différents rayons des trous d'air a été étudiée numériquement pour améliorer la sensibilité de détection du capteur. Les caractéristiques et les propriétés de détection ont été simulées à l'aide de la méthode des ondes plane tridimensionnelle (PWE) en utilisant le logiciel BandSOLVE [51] et la méthode de propagation des faisceaux (BPM) en utilisant le logiciel BeamPROP de RSoft [52].

4.3.3.2 Optimisation de la structure

L'existence de la BIP complète et la variation de sa largeur en fonction de l'épaisseur de la couche BIG pour différents rayons des trous d'air sont présentées sur la Figure 4.12 (a), tandis que sa position est présentée sur la Figure 4.12 (b).

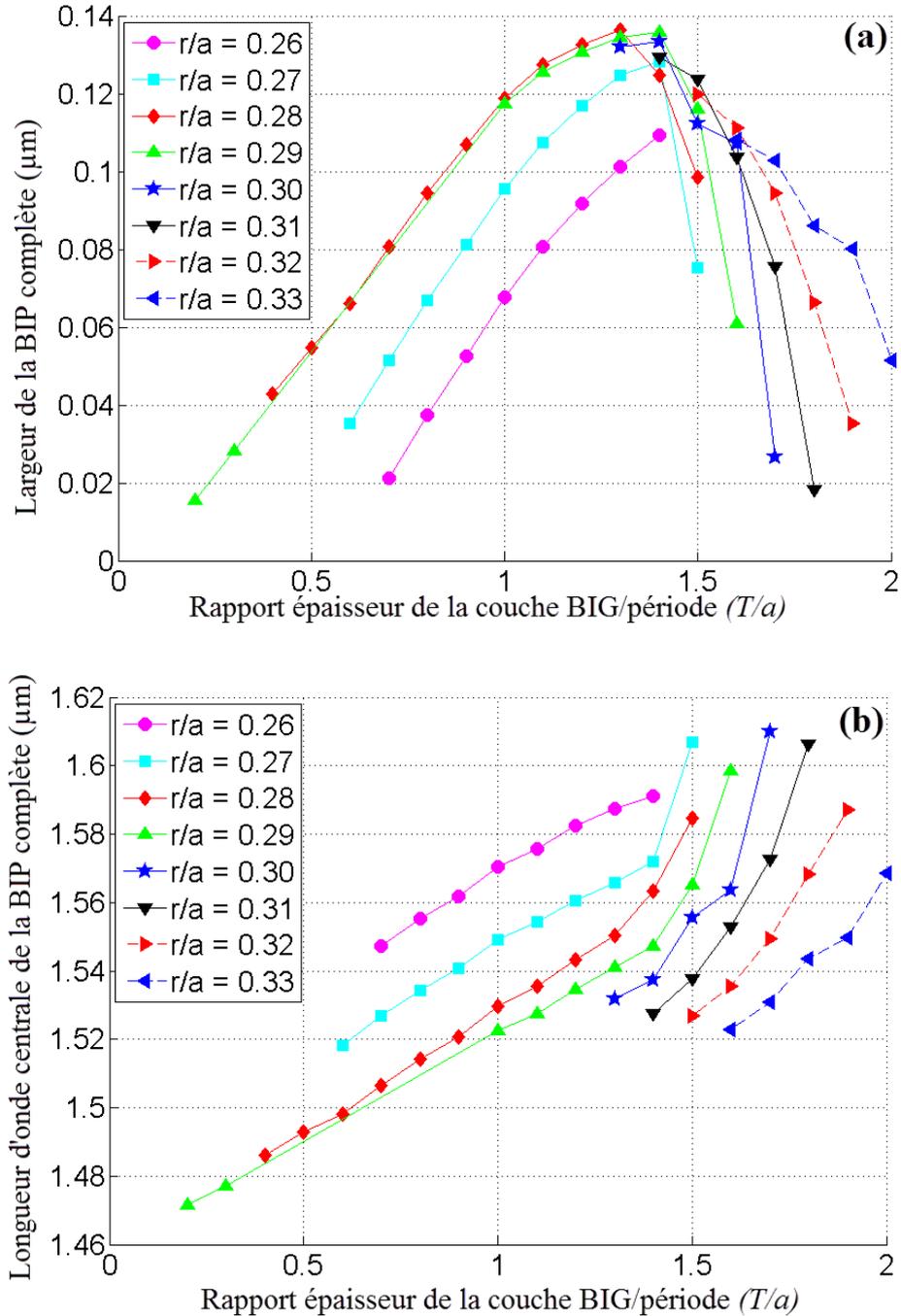


Figure 4.12 : Variation de la largeur (a) et de la longueur d'onde centrale (b) de la BIP complète en fonction du rapport épaisseur/période (T/a) de la couche BIG.

Dans ce cas, avec la structure CMP 2D planaire, la bande calculée est située en dessous de la ligne de lumière. Pour le rayon optimal de $r=0,28a$ et l'épaisseur de la couche MO de $T=1,3a$,

la plus large BIP complète obtenu est de $0,028 u.a.$ Cette valeur est située entre les valeurs minimale ($0.3058 u.a.$) et maximale ($0.3339 u.a.$) de la fréquence normalisée ν ($\nu = \omega a/2\pi c = a/\lambda$, où λ est la longueur d'onde, ω est la fréquence angulaire et c la vitesse de la lumière) avec fréquence normalisée centrale $\nu_c = 0.3198 u.a.$ Le diagramme des bandes calculé pour la BIP complète dans la structure CMPs 2D planaire BIG/GGG pour $r/a = 0,28$ et $T/a = 1,3$ est reporté sur la Figure 4.13.

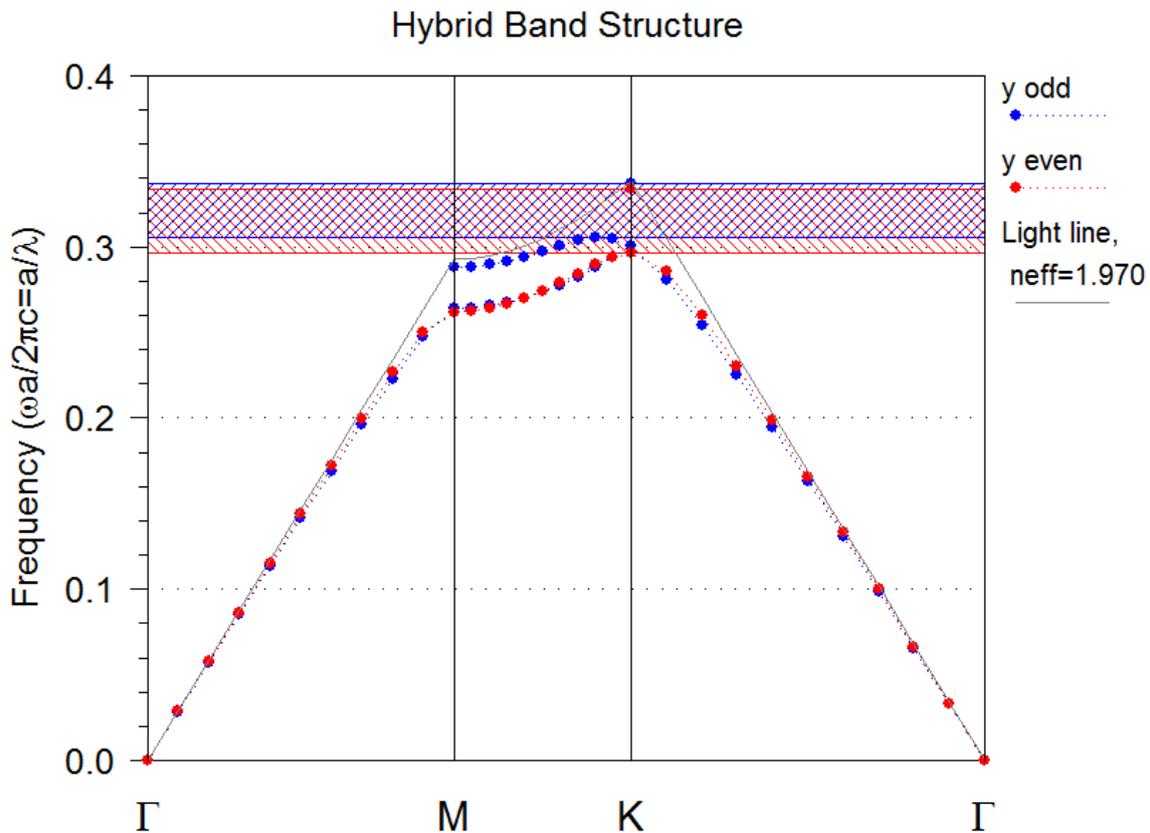


Figure 4.13 : Diagrammes des bandes calculés pour la BIP complète de la structure CMPs 2D planaire BIG/GGG pour $r/a = 0,28$ et $T/a = 1,3$.

Les calculs de la BIP complète ont été effectués en utilisant des valeurs normalisées qui dépendent de la période a . Par conséquent, si la période a est modifiée, la forme des diagrammes de bande de la Figure 4.12 ou les courbes tracées sur la Figure 4.13 resteront inchangées. Ainsi, les résultats obtenus semblent occuper le «spectre électromagnétique entier». On peut donc faire en sorte que la longueur d'onde de travail se situe au centre de la plus large BIP complète en ajustant simplement la période a .

Les variations de la largeur et de la position (centre de la BIP complète) de la plus large BIP complète en fonction de la période a sont illustrées sur les Figures 4.14 (a) et Figures 4.14 (b) en termes de fréquence normalisée “ ν ” et la longueur d'onde, respectivement.

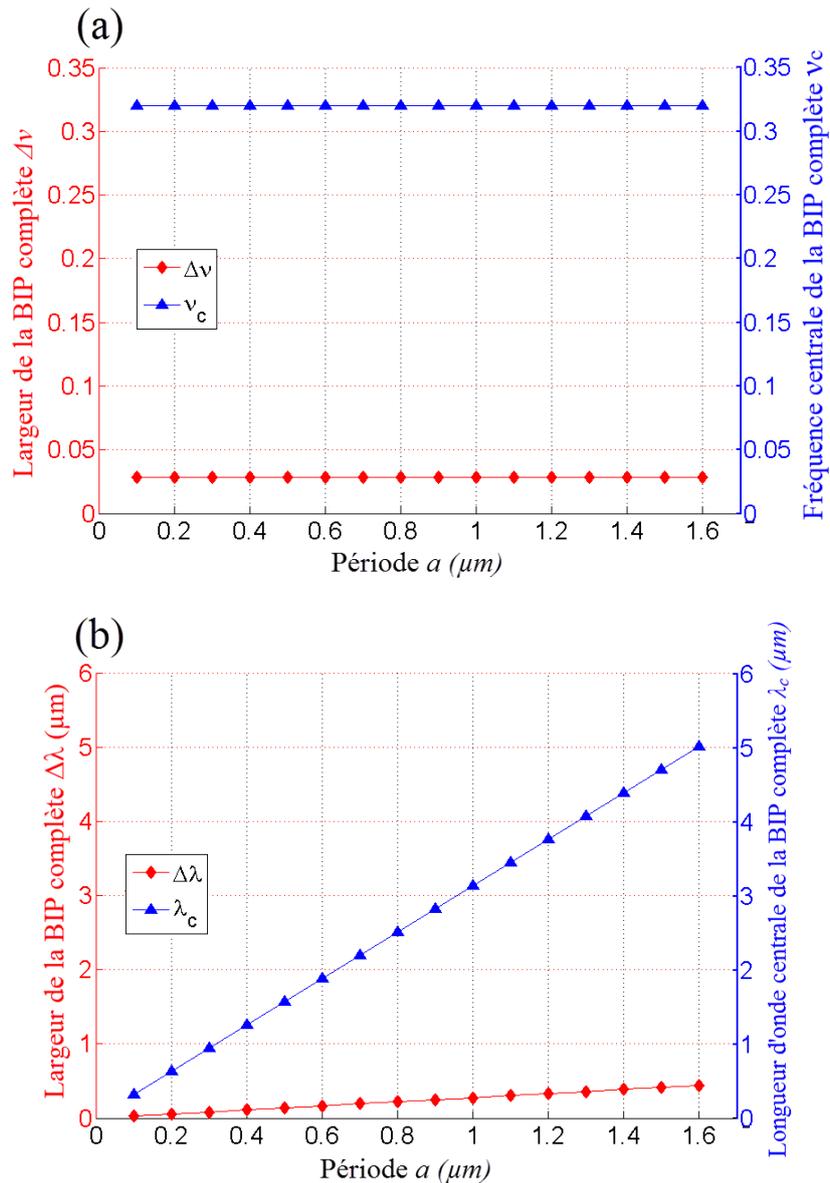


Figure 4.14 : Variations de la largeur et de la position (centre de la BIP) de la plus large BIP complète en fonction de la période a , en terme de (a) fréquence normalisée ($v = \omega a / 2\pi = a/\lambda$), et (b) longueur d'onde λ .

Pour positionner la longueur d'onde de télécommunication $\lambda_t = 1,55 \mu\text{m}$ au centre de la plus large BIP complète, nous avons fixé la constante de réseau à $a = 0,495 \mu\text{m}$, auquel cas la largeur de la plus large BIP complète est de $0,1362 \mu\text{m}$, entre un minimum de $1,48 \mu\text{m}$ et un maximum de $1,62 \mu\text{m}$. En outre pour localiser la longueur d'onde dans le visible $0,56 \mu\text{m}$ au centre de la plus large BIP complète, nous avons fixé la constante de réseau à $a = 0,179 \mu\text{m}$.

En titre de comparaison de ces résultats avec les résultats de la structure Bi:YIG/SiO₂, on a trouvé que, la plus large BIP complète trouvée pour la structure CMPs 2D planaire Bi:YIG/SiO₂ est plus large ($0,1665 \mu\text{m}$) par rapport à son homologue de la structure CMPs 2D planaire BIG/GGG ($0,1362 \mu\text{m}$). Cela est dû au contraste d'indice de réfraction entre la couche MO et la gaine pour Bi:YIG/SiO₂ ($2,36 - 1,45 = 0,91$) par rapport au BIG/GGG ($2,51 - 1,97 = 0,54$).

La longueur du guide d'onde de la structure CMP 2D planaire étudiée est $L = 101a \mu\text{m}$. De plus, pour $a = 0,495 \mu\text{m}$, nous avons $L \approx 50 \mu\text{m}$, alors que pour $a = 0,179 \mu\text{m}$, $L \approx 18 \mu\text{m}$.

Dans la région spectrale visible, on observe une absorption assez élevée dans les films de grenat de fer épitaxiaux en phase liquide de $0,540$ à $0,650 \mu\text{m}$ [32], alors que dans la région spectrale infrarouge, le coefficient d'absorption diminue considérablement mais la résolution spatiale sera sensiblement diminuée, car l'épaisseur optimale du film de détection augmentera sensiblement.

4.3.4 Résultats de détection et discussion

Comme mentionné ci-dessus, l'intensité de la lumière de sortie est liée au changement de l'état de polarisation de l'onde lumineuse propagée. Par conséquent, la conversion de mode de polarisation est une caractéristique importante pour la caractérisation de notre guide d'ondes à CMP 2D planaire. La Figure 4.15 (a-e) montre la conversion de mode de polarisation de la lumière propagée dans le guide d'ondes à CMP 2D planaire (BIG/GGG) pour $a = 0,495 \mu\text{m}$ et gyrotropie $g = 0,22$, avec différentes valeurs du rayon des trous d'air " r " et de l'épaisseur de la couche MO " T ".

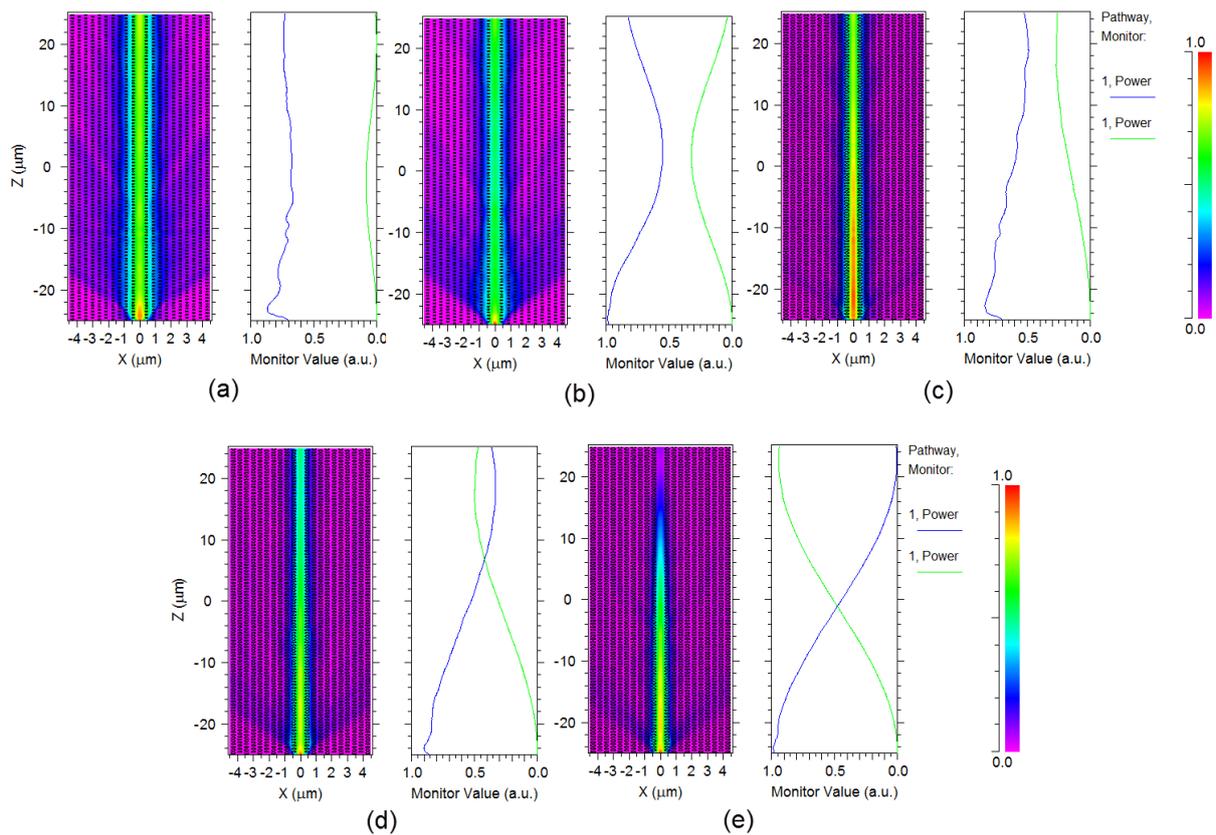


Figure 4.15 : Conversion de mode de polarisation de la lumière propagée dans le guide d'ondes à CMP 2D planaire (BIG/GGG) pour $a = 0,495 \mu\text{m}$ et gyrotropie $g = 0,22$, avec différentes valeurs du rayon des trous d'air " r " et de l'épaisseur de la couche MO " T ": **(a)** $r = 0.17a$, $T = 0.7a$; **(b)** $r = 0.17a$, $T = 1.3a$; **(c)** $r = 0.28a$, $T = 0.7a$; **(d)** $r = 0.26a$, $T = 1a$; **(e)** $r = 0.28a$, $T = 1.3a$.

On peut voir que le meilleur rapport de conversion de mode de polarisation est obtenu pour le guide d'onde optimisé pour la BIP complète, comme le montre la Figure 4.15 (e). D'autre part, la conversion de mode de polarisation est obtenue pour le paramètre de gyrotropie $g = 0,22$. Ainsi, lorsque g augmente bien au-delà de sa valeur de conversion, le plan de polarisation de l'onde lumineuse commence la rotation à nouveau. Cependant, dans ce cas, l'intensité de la lumière de sortie augmente avec l'augmentation de g , ce qui est contraire au principe de fonctionnement du capteur proposé. Par conséquent, pour un fonctionnement correct du capteur, la giration de saturation ne doit pas dépasser la valeur de conversion de mode de polarisation.

La Figure 4.16 montre l'intensité normalisée de la lumière de sortie en fonction de g , qui est liée aux éléments non diagonaux du tenseur diélectrique, c'est-à-dire proportionnelle à H_{ext} . Comme on peut le voir sur cette figure, l'intensité normalisée de la lumière de sortie présente une variation linéaire avec g de $0,13$ à $0,19$. Cette bonne relation linéaire avec l'intensité du champ magnétique indique que le guide d'ondes à CMP 2D planaire convient à la détection du champ magnétique dans la plage de g mentionnée.

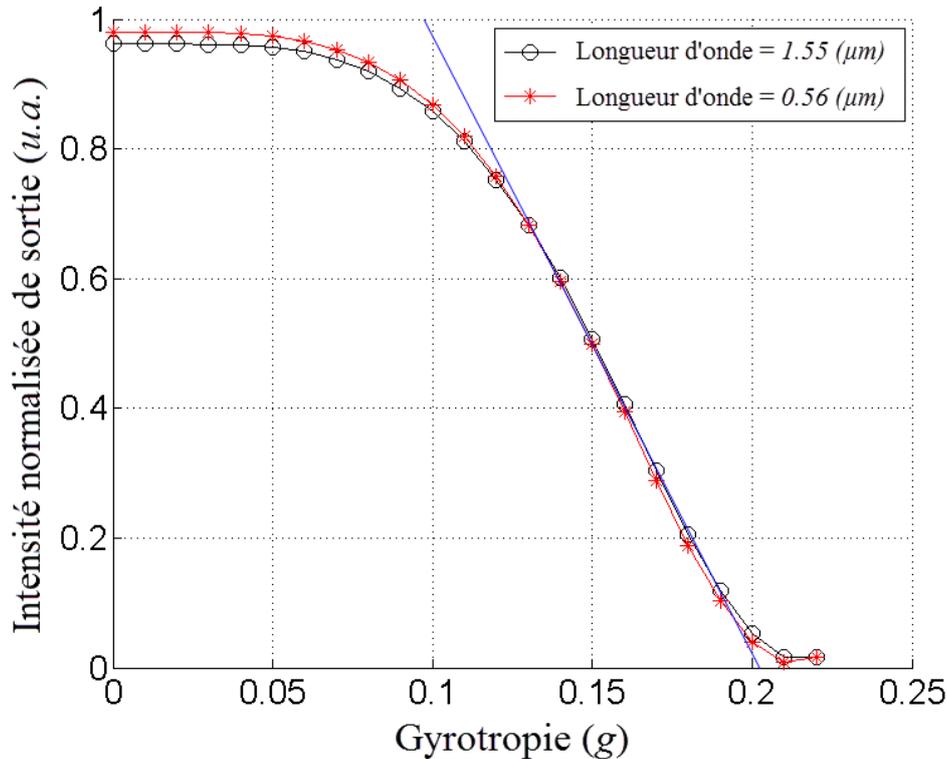


Figure 4.16 : Variation de l'intensité normalisée de la lumière de sortie en fonction du paramètre de gyrotropie g pour deux longueurs d'onde: $\lambda_t = 1,55 \mu\text{m}$ et dans le visible ($0,56 \mu\text{m}$). La ligne droite caractérise la variation linéaire de $0,13$ à $0,19$.

La plage dynamique du capteur est déterminée par le champ de saturation (H_{sat}). Selon la définition de la sensibilité (S) du capteur MO [26]:

$$S = \frac{\theta_F}{H_{sat}}, \quad (4.4)$$

Une bonne sensibilité est requise pour une plage dynamique inférieure et vice versa. Par conséquent, pour améliorer la sensibilité d'un capteur MO, H_{sat} doit être suffisamment bas et la rotation MO doit être importante [26].

La Figure 4.17 montre l'intensité normalisée de la lumière de sortie en fonction du paramètre de gyrotropie g pour différentes valeurs de r et T à la longueur d'onde λ_t .

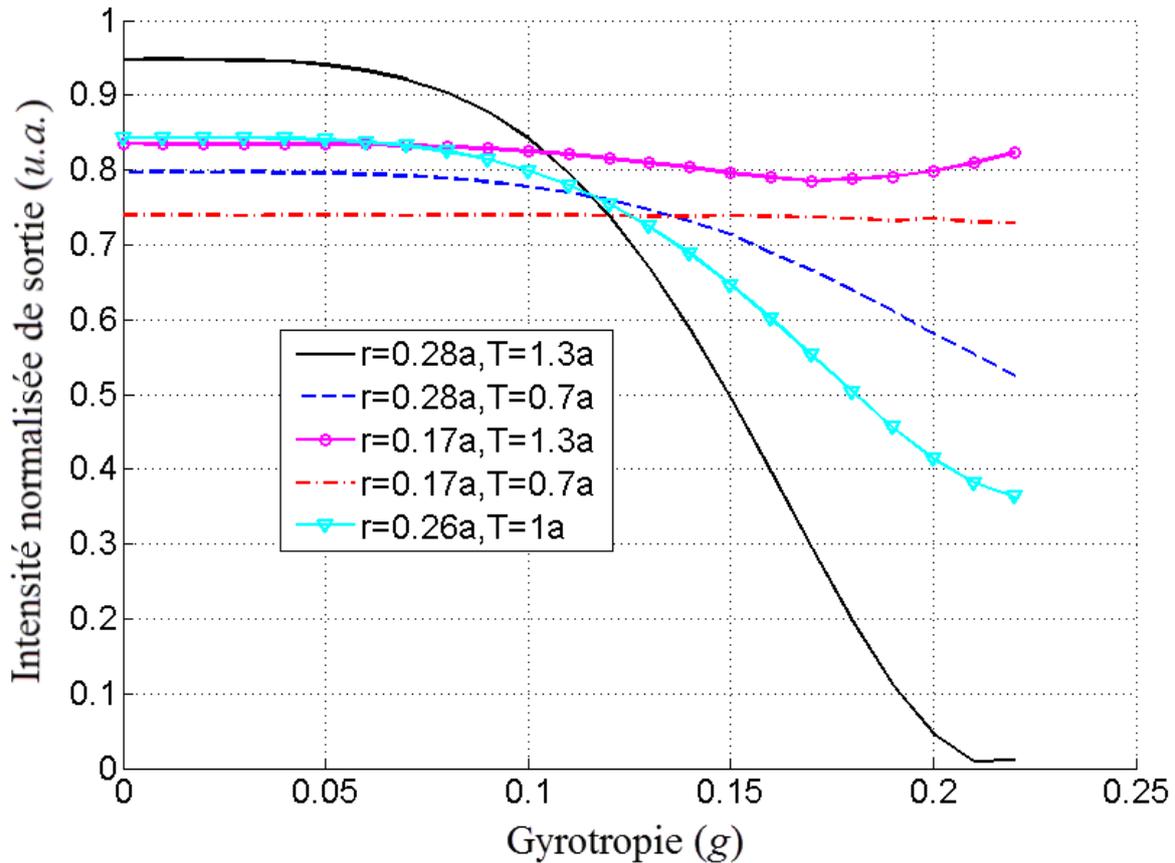


Figure 4.17 : Variation de l'intensité normalisée de la lumière de sortie en fonction du paramètre de gyrotropie g pour différentes valeurs du rayon des trous d'air " r " et de l'épaisseur de la couche MO " T " à $\lambda_t = 1,55 \mu m$.

La plage dynamique inférieure pour les valeurs $r = 0,28a$ et $T = 1,3a$ (paramètres pour la BIP complète) indique que des variations plus faibles de l'intensité du champ magnétique peuvent être détectées. Par conséquent, la sensibilité du capteur augmente lors de l'utilisation de la BIP complète, en raison de la minimisation des pertes de propagation. La transmission normalisée (en $u.a$) pour les modes de polarisation quasi-TE et quasi-TM est rapportée en fonction du rapport rayon/période et du rapport épaisseur/période de la couche MO sur les Figures 4.18 (a) et (b), respectivement.

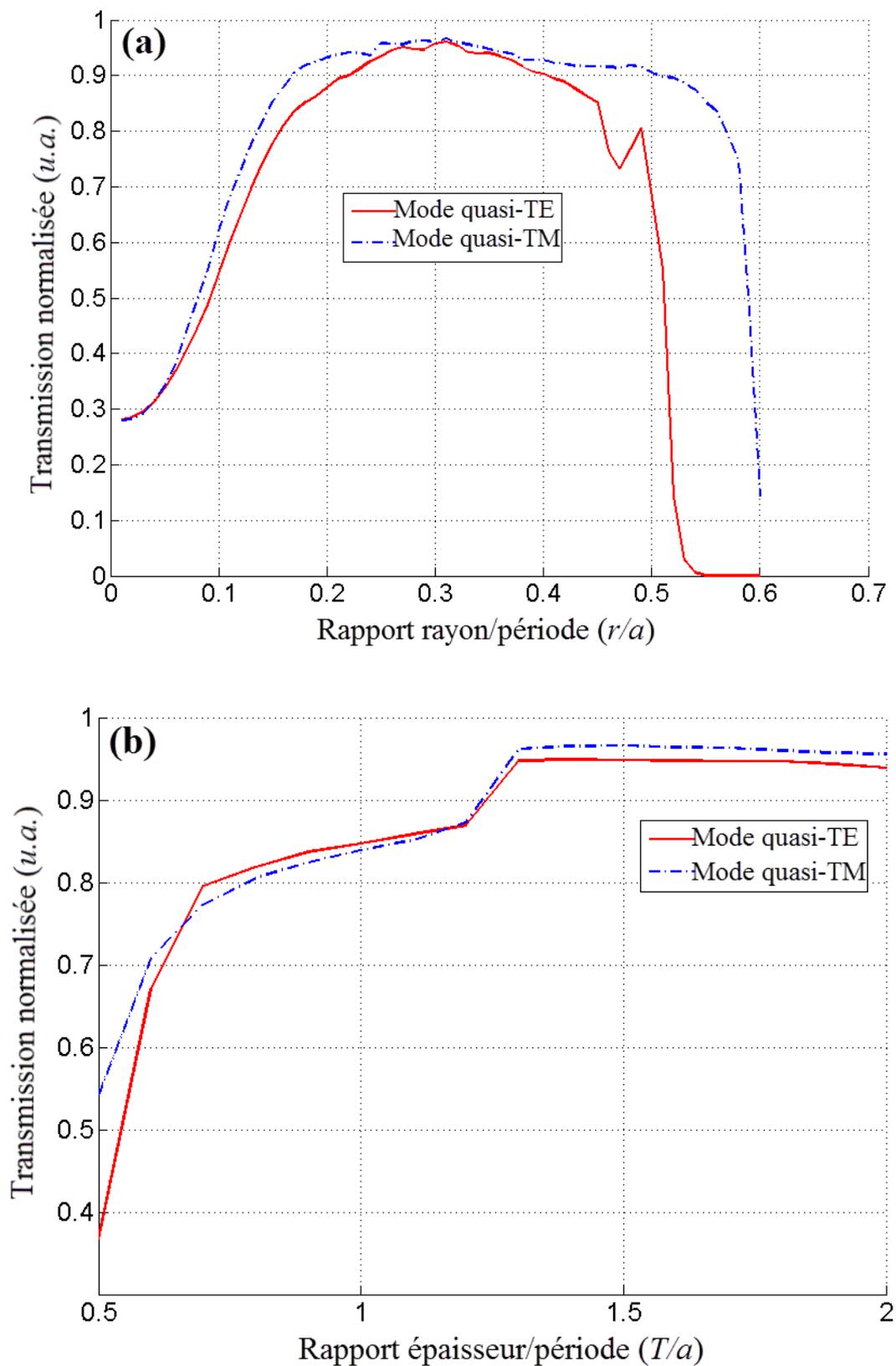


Figure 4.18 : Variation de la transmission normalisée du guide d'onde à CMP 2D planaire pour les modes de polarisation quasi-TE et quasi-TM en fonction du (a) rapport rayon/période (r/a) et (b) rapport épaisseur/période (T/a).

Une transmission élevée est observée pour les modes de polarisation de type quasi-TE et quasi-TM dans le cas des paramètres optimisés de la BIP complète ($r = 0.28a$ et $T = 1.3a$), confirmant clairement les performances de détection de ce guide d'ondes à CMP 2D planaire (structure BIG/GGG).

En outre, la performance de détection a été comparée à celle obtenue en utilisant d'autres types de matériaux de détection. Nous avons comparé ces résultats avec ceux rapportés pour la même structure de guides d'ondes à CMP 2D planaire basée sur structure Bi:YIG/SiO₂. Pour décaler la longueur d'onde $\lambda_t = 1,55 \mu\text{m}$ au centre de la plus large BIP complète pour cette structure, on évalue la période correspondante à $a = 0,66 \mu\text{m}$ [6]. Pour la même valeur de la longueur du guide d'onde $L = 50 \mu\text{m}$, l'intensité normalisée de la lumière de sortie en fonction du paramètre de gyrotropie g obtenu à λ_t pour les deux structures est comparée sur la Figure 4.19.

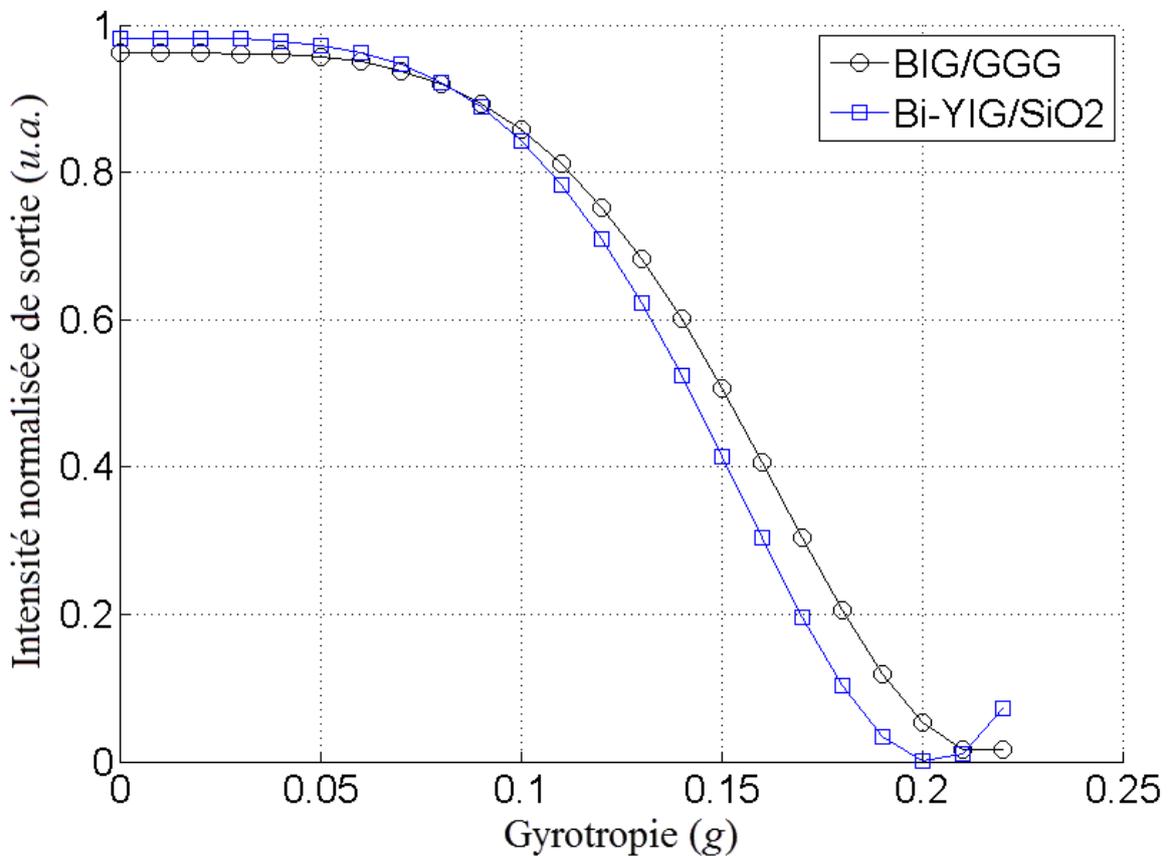


Figure 4.19 : Variation de l'intensité normalisée de la lumière de sortie en fonction du paramètre de gyrotropie g pour les structures BIG/GGG et Bi:YIG/SiO₂ à $\lambda_t = 1,55 \mu\text{m}$.

Comme on peut le voir, l'intensité normalisée pour la structure Bi:YIG/SiO₂ évolue de la même manière, avec une variation linéaire dans la gamme g trouvée ci-dessus pour la structure BIG/GGG. Cela signifie que la performance de détection est comparable pour les deux structures, les deux étant capables de détecter le champ magnétique. Cependant, du point de vue pratique, la structure BIG/GGG est connue pour présenter l'avantage d'un processus bien contrôlé [45,47].

Le champ de saturation H_{sat} peut être sensiblement réduit en optimisant les épaisseurs des couches magnétiques individuelles dans le CMP. De plus, la RF peut être augmentée en optimisant la longueur du guide d'ondes à CMP 2D Planaire. Par conséquent, pour obtenir un capteur de haute sensibilité, quel que soit le champ magnétique de saturation du matériau MO, il faut tenter de conserver la forme des courbes représentées sur la Figure 4.16, en gardant ainsi une bonne plage dynamique quelle que soit la valeur de la giration saturée g , ceci en optimisant la longueur du guide d'onde. La longueur du guide d'onde est égale à la longueur de couplage (L_c) pour la valeur de giration saturée g , où la longueur de couplage L_c est la longueur de trajet de l'onde lumineuse propagée pour obtenir la conversion de mode. La courbe de la longueur de couplage L_c du guide d'ondes à CMP 2D planaire en fonction du paramètre gyrotropique g est représentée sur la Figure 4.20.

De même, la courbe de la longueur de couplage L_c calculée par la technique BPM peut être parfaitement représentée par la formule spécifique (4.5):

$$L_c = \frac{A}{Bg^C}, \quad (4.5)$$

où A , B et C sont trois coefficients indépendants.

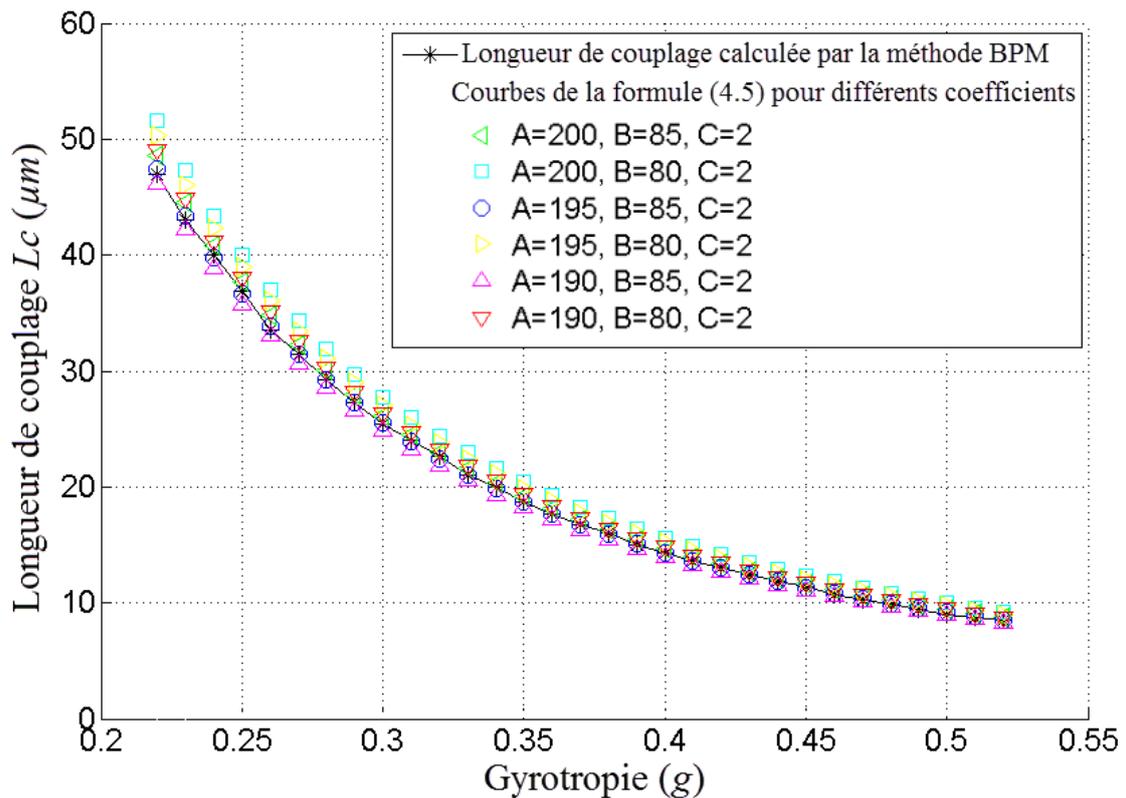


Figure 4.20 : Variation de la courbe calculée par la méthode BPM pour la longueur de couplage L_c en fonction du paramètre de gyrotropie g par rapport à celles obtenues en utilisant la formule (4.5) avec différentes valeurs des coefficients A , B et C .

Différentes valeurs de ces coefficients ont été testées, avec les valeurs optimisées $A_{op} = 195$, $B_{op} = 85$, et $C_{op} = 2$, ils sont en bon accord avec la courbe calculée, comme le montre la Figure 4.19. Par conséquent, la formule (4.5) devient:

$$L_c = \frac{195}{85g^2}. \quad (4.6)$$

On peut alors exploiter la formule (4.6) pour obtenir la valeur de longueur de guide d'onde appropriée pour toute saturation de giration.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons considéré le modèle de guide d'onde à cristal magnéto-photonique 2D planaire. Nous avons étudié deux types de structures: (Bi:YIG/SiO₂) et (BIG/GGG), dont les matériaux utilisés sont le grenat de fer et de bismuth BIG et le grenat de fer et d'yttrium substitué par du bismuth Bi:YIG qui possèdent des propriétés magnéto-optiques très intéressantes. Nous avons optimisé la bande interdite photonique complète dans un cristal magnéto-photonique 2D planaire à base de structure (Bi:YIG/SiO₂), et extrait les valeurs optimales des paramètres géométriques pour obtenir la plus large bande interdite photonique ouverte. Par la suite nous avons étendu notre étude à la bande interdite photonique complète pour la structure (Bi:YIG/SiO₂), et l'amélioration de l'efficacité de conversion du mode de polarisation dans un guide d'ondes indépendant de la polarisation, fabriqués par un cristal magnéto-photonique 2D planaire. Finalement nous avons considéré la structure (BIG/GGG) et exploité les résultats précédents pour exécuter une étude complète d'un capteur de champ magnétique très sensible. Une sorte de capteur de champ magnétique sensible utilisant la structure de guide d'ondes à CMP 2D planaire basée sur les matériaux BIG/GGG est proposée et théoriquement démontrée. En optimisant numériquement la géométrie du guide d'onde en utilisant la méthode PWE-3D, on a calculé la dépendance de la BIP complète du CMP 2D planaire BIG/GGG sur l'épaisseur de la couche BIG pour différents rayons des trous d'air. De plus, en faisant en sorte que la longueur d'onde de travail se situe au centre de la BIP complète, les pertes de propagation du guide d'ondes sont réduites, ce qui implique une sensibilité accrue du capteur. En outre, l'intensité normalisée de la lumière de sortie en fonction du paramètre de gyrotropie g a été calculée. Une bonne relation linéaire avec la force du champ magnétique est observée dans la gamme g de 0,13 à 0,19. De plus, nous avons démontré théoriquement la dépendance de l'effet de la gyrotropie sur la longueur de couplage du mode de polarisation, pour obtenir un capteur de haute sensibilité quel que soit le champ magnétique de saturation du matériau MO. Avec un coefficient de sensibilité élevé, la structure de guide d'ondes à CMP 2D planaire conçue sur la base de BIG/GGG semble être un excellent candidat quant aux capteurs de champ magnétique et est extrêmement appropriée pour de nombreuses applications.

Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Sol-id-State Physics and Electronics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 20, p. 2059–2062, 1987.
- [2] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 23, p. 2486–2489, 1987.
- [3] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung, “Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 17, p. 2295–2298, 1991.
- [4] M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, 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, no. 8, p. R151–R161, 2006.
- [5] M. Inoue, A. V. Baryshev, T. Goto, S. M. Baek, S. Mito, H. Takagi, and P. B. Lim, “Magnetophotonic Crystals: Experimental Realization and Applications,” in *Magnetophotonics*, M. Inoue, M. Levy, and A. V. Baryshev, Eds. Springer Berlin Heidelberg, p. 163–190, 2013.
- [6] R. Deghdak, M. Bouchemat, T. Bouchemat, M. Lahoubi, and H. Otmani, “Optimized complete photonic band gap in magneto-photonic crystal slab,” *Nanoscience and Nanotechnology*, vol. 6, no. 1A, p. 39–42, 2016.
- [7] T. Jalali and M. Hessamodini, “The Effect of 1D Magneto-Photonic Crystal Defect Mode on Faraday rotation,” *Optik: Int. J. Light Elect. Opt.*, 2015.
- [8] R. Fujikawa, A. V. Baryshev, H. Uchida, P. B. Lim, and M. Inoue, “Fabrication of Three-Dimensional Magnetophotonic Crystals: Opal Thin Films Filled with Bi:YIG,” *J. Magnetism*, vol. 11, no. 3, p. 147–150, 2006.
- [9] H. Otmani, M. Bouchemat, A. Hocini, T. Boumaza, “Mode conversion in a magnetic photonic crystal waveguide”, *Phys. Scr.*, 89, no. 6, p. 065501, 2014.
- [10] H. Otmani, M. Bouchemat, T. Bouchemat, M. Lahoubi, W. Wang, and S. Pu, “Nonreciprocal TE-TM Mode Conversion Based on Photonic Crystal Fiber of Air-Holes Filled With Magnetic Fluid into a Terbium Gallium Garnet Fiber,” *IEEE Tran. Magn.*, vol. 51, no. 11, p. 1–4, 2015.
- [11] S. Takayama, H. Kitagawa, Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda, “Experimental demonstration of complete photonic band gap in two-dimensional photonic crystal slabs,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 6, p. 061107, 2005.
- [12] Q. Fan, C. Li, W. Liu, Y. Lu and D. Zhang, “Polarization-independent waveguides in air holes photonic crystals and its slow light,” *Opt. Commun.*, vol. 380, p. 227–232, 2016.
- [13] V. I. Belotelov and A. K. Zvezdin, “Magneto-optical effects in photonic crystals and their application for the integrated optics devices,” in *Congress on Optics and Optoelectronics*, pp. 595009–595009, 2005.
- [14] Y. Liu, D. J. Sellmyer, and D. Shindo, *Handbook of Advanced Magnetic Materials*: vol. 1, Nanostructural Effects, vol. 2, Characterization and Simulation, vol. 3, Fabrication and Processing, vol. 4, Properties and Applications, Springer Science & Business Media, 2008.
- [15] A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*, IOP Publishing Ltd: Bristol, 1997.

- [16] H. Wu, D. S. Citrin, L. Jiang, and X. Li, “Polarization-Independent Single-Mode Waveguiding With Honeycomb Photonic Crystals,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 27, no. 8, p. 840–843, 2015.
- [17] S. Mohammadi *et al.*, “Complete phononic bandgaps and bandgap maps in two-dimensional silicon phononic crystal plates,” *Electron. Lett.*, vol. 43, no. 16, p. 898, 2007.
- [18] H. Rigneault, J. M Lourtioz, A. Delalande, and A. Levenson, “La Nanophotonique, Hermes Sciences, Paris,” (2005).
- [19] H. P. Baltes and R. S. Popovic, “Integrated semiconductor magnetic field sensors,” *Proc. IEEE*, vol. 74, no. 8, p. 1107–1132, 1986.
- [20] S. C. Rashleigh, “Magnetic-field sensing with a single-mode fiber,” *Opt. Lett., OL*, vol. 6, no. 1, p. 19–21, Jan. 1981.
- [21] Y. Chen, Q. Han, T. Liu, X. Lan, and H. Xiao, “Optical fiber magnetic field sensor based on single-mode–multimode–single-mode structure and magnetic fluid,” *Opt. Lett., OL*, vol. 38, no. 20, p. 3999–4001, 2013.
- [22] M. Deng, D. Liu, W. Huang, and T. Zhu, “Highly-sensitive magnetic field sensor based on fiber ring laser,” *Opt. Express, OE*, vol. 24, no. 1, pp. 645–651, 2016.
- [23] J. Wu *et al.*, “Dual-Direction Magnetic Field Sensor Based on Core-Offset Microfiber and Ferrofluid,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no. 15, p. 1581–1584, 2014.
- [24] M. N. Deeter, S. M. Bon, G. W. Day, G. Diercks, and S. Samuelson, “Novel bulk iron garnets for magneto-optic magnetic field sensing,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 30, no. 6, p. 4464–4466, 1994.
- [25] L. Cheng, J. Han, Z. Guo, L. Jin, and B.-O. Guan, “A novel miniature magnetic field sensor based on Faraday effect using a heterodyning fiber grating laser,” in *2012 Photonics Global Conference (PGC)*, 2012, pp. 1–4.
- [26] M. Klank, O. Hagedorn, M. Shamonin, and H. Dötsch, “Sensitive magneto-optical sensors for visualization of magnetic fields using garnet films of specific orientations,” *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 11, p. 6484–6488, 2002.
- [27] S. Pu and S. Dong, “Magnetic Field Sensing Based on Magnetic-Fluid-Clad Fiber-Optic Structure With Up-Tapered Joints,” *IEEE Photonics J.*, vol. 6, no. 4, p. 1–6, 2014.
- [28] S. Dong, S. Pu, and H. Wang, “Magnetic field sensing based on magnetic-fluid-clad fiber-optic structure with taper-like and lateral-offset fusion splicing,” *Opt. Express, OE*, vol. 22, no. 16, p. 19108–19116, 2014.
- [29] X. Q. Lei, B. J. Peng, D. R. Chen, Q. G. Shi, and X. W. Ma, “An All-Fiber Magnetic Field Sensor Based on Dual-S-Shaped Optic Fiber Integrated With Magnetic Fluid,” *IEEE Sens. J.*, vol. 16, no. 4, p. 958–964, 2016.
- [30] Y. Zhao, D. Wu, and R. Lv, “Magnetic Field Sensor Based on Photonic Crystal Fiber Taper Coated With Ferrofluid,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 27, no. 1, p. 26–29, 2015.
- [31] R. Fujikawa *et al.*, “Magnetic field sensors using magnetophotonic crystals,” in *Photonic Crystals and Photonic Crystal Fibers for Sensing Applications II*, 2006, vol. 6369, p. 63690G.
- [32] M. Vasiliev, V. Kotov, K. Alameh, V. Belotelov, and A. Zvezdin, “Novel Magnetic Photonic Crystal Structures for Magnetic Field Sensors and Visualizers,” *ECU Publications Pre. 2011*, 2008.
- [33] H. Alisafae and M. Ghanaatshoar, “Optimization of all-garnet magneto-optical magnetic field sensors with genetic algorithm,” *Appl. Opt., AO*, vol. 51, no. 21, p. 5144–5148, 2012.

- [34] M. Ghanaatshoar and M. Zamani, “Magneto-optical Magnetic Field Sensors Based on Compact Magnetophotonic Crystals,” *J Supercond Nov Magn*, vol. 28, no. 4, p. 1365, 2015.
- [35] Y.-Y. Xiao, Y.-W. Gao, Z.-D. Shi, J.-K. Yan, and L. Peng, “High sensitivity magnetic field sensing method based on magneto-photonic crystal slow light Sagnac interferometers,” *Optik*, vol. 126, no. 23, p. 4601–4604, 2015.
- [36] S. A. Taya, “P-polarized surface waves in a slab waveguide with left-handed material for sensing applications,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 377, p. 281–285, 2015.
- [37] S. A. Taya and H. M. Kullab, “Optimization of transverse electric peak-type metal-clad waveguide sensor using double-negative materials,” *Appl. Phys. A*, vol. 116, no. 4, p. 1841–1846, 2014.
- [38] H. M. Kullab, S. A. Taya, and T. M. El-Agez, “Metal-clad waveguide sensor using a left-handed material as a core layer,” *JOSA B*, vol. 29, no. 5, p. 959–964, 2012.
- [39] A. Banerjee, “Enhanced refractometric optical sensing by using one-dimensional ternary photonic crystals,” *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 89, p. 11–22, 2009.
- [40] S. Taya, “Slab waveguide with air core layer and anisotropic left-handed material claddings as a sensor,” *Opto-Electronics Review*, vol. 22, no. 4, p. 252–257, 2014.
- [41] S. A. Taya and T. M. El-Agez, “Comparing optical sensing using slab waveguides and total internal reflection ellipsometry,” *Turkish J. Phys.*, vol. 35, no. 1, p. 31–36, 2011.
- [42] R. Deghdak, M. Bouchemat, M. Lahoubi, S. Pu, T. Bouchemat, and H. Otmani, “Sensitive magnetic field sensor using 2D magnetic photonic crystal slab waveguide based on BIG/GGG structure,” *J Comput Electron*, vol. 16, no. 2, p. 392–400, 2017.
- [43] W. Śmigaj *et al.*, “Compact optical circulator based on a uniformly magnetized ring cavity,” *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.*, vol. 10, no. 1, p. 83–101, 2012.
- [44] E. Popova *et al.*, “Magnetic properties of the magnetophotonic crystal based on bismuth iron garnet,” *J. Appl. Phys.*, vol. 112, no. 9, p. 093910, 2012.
- [45] M. Deb, E. Popova, A. Fouchet, and N. Keller, “Magneto-optical Faraday spectroscopy of completely bismuth-substituted Bi₃Fe₅O₁₂ garnet thin films,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 45, no. 45, p. 455001, 2012.
- [46] L. Magdenko *et al.*, “Wafer-scale fabrication of magneto-photonic structures in Bismuth Iron Garnet thin film,” *Microelectron. Eng.*, vol. 87, no. 11, p. 2437–2442, 2010.
- [47] Drezdzon, S. M., Yoshie, T.: On-chip waveguide isolator based on bismuth iron garnet operating via nonreciprocal single-mode cutoff. *Opt. Express* 17(11), 9276–9281 (2009)
- [48] M. Ayre, T. J. Karle, L. Wu, T. Davies, and T. F. Krauss, “Experimental verification of numerically optimized photonic crystal injector, Y-splitter, and bend,” *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, vol. 23, no. 7, p. 1390–1395, 2005.
- [49] H. Otmani, M. Bouchemat, T. Bouchemat, M. Lahoubi, S. Pu, and R. Deghdak, “Magneto-optical properties of magnetic photonic crystal fiber of terbium gallium garnet filled with magnetic fluid,” *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.*, vol. 22, p. 24–28, 2016.
- [50] T.-A. Tsai, C.-C. Wang, H.-W. Wang, I.-L. Chang, and L.-W. Chen, “A high-resolution refractive index sensor based on a magnetic photonic crystal,” *WASET Int. J. Math. Comput. Phys. Electr. Comput. Eng.*, vol. 9, no. 7, p. 415–419, 2015.
- [51] Photonic Component Design Suite, BandSOLVE from Rsoft Inc., www.rsoftdesign.com.
- [52] Photonic Component Design Suite, BeamPROP from Rsoft Inc., www.rsoftdesign.com.

Conclusion générale

Conclusion générale

Les cristaux photoniques sont des structures dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique dans les différentes directions de l'espace. A l'image des électrons dans les semi-conducteurs, les photons y sont répartis en bande de transmission séparée 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, soit pour stocker, localiser, filtrer ou bien guider la lumière.

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. Les structures de guides d'ondes de cristal magnéto-photonique 2D planaire sont la contrepartie magnétique des cristaux photoniques, exploitant les propriétés des médias magnétiques gyrotropes. Ils offrent des caractéristiques optiques et magnéto-optiques uniques ainsi qu'une miniaturisation des composants non réciproques; les effets magnéto-optiques peuvent être améliorés en accordant leur bande interdite et leurs défauts.

L'outil de simulation utilisé au cours de cette thèse est parfaitement adapté à l'étude des structures à base des cristaux magnéto-photoniques. Il s'agit de deux logiciels de simulation, Le simulateur BandSOLVE qui utilise la méthode des ondes plan (PWE) et le simulateur BeamPPROP utilisant la méthode de propagation des faisceaux (BPM).

Au cours de ce travail de thèse, nous nous sommes attachés à l'étude des propriétés physiques dans les cristaux magnéto-photonique. Nous avons proposé et démontré théoriquement un capteur sensible de champ magnétique utilisant une structure de guide d'ondes à cristal magnéto-photonique 2D planaire. L'objectif étant l'optimisation des paramètres géométriques et physiques de la structure pour augmenter la sensibilité du capteur. Nous avons étudié deux types de structures: (Bi:YIG/SiO₂) et (BIG/GGG), dont les matériaux utilisés sont le grenat de fer et de bismuth BIG et le grenat de fer et d'yttrium substitué par du bismuth Bi:YIG qui possèdent des propriétés magnéto-optiques très intéressantes.

Dans un premier temps, Nous avons présenté une étude théorique sur l'optimisation de la bande interdite photonique complète dans un cristal magnéto-photonique 2D planaire à base de structure (Bi:YIG/SiO₂). Structure formée par un réseau triangulaire de trous d'air dans le matériau MO (Bi:YIG) de hauteur finie entouré de matériau diélectrique (le SiO₂). Nous avons étudié la dépendance de l'existence et de la variation de la largeur et de la position de la bande interdite photonique en fonction du rayon des trous d'air et en fonction de l'épaisseur de la couche MO. On observe l'ouverture des bandes interdites pour les modes quasi-TE (pairs) et les modes quasi-TM (impairs). Le chevauchement des deux bandes quasi-TE et quasi-TM

nous donne une bande interdite complète. Pour un rayon optimal de $r = 0,4a$ (a est la période du réseau triangulaire) et une épaisseur de la couche MO $T = a$, on obtient la plus large bande interdite photonique complète soit $0,16655 \mu\text{m}$ pour une période $a = 0,66 \mu\text{m}$, avec la longueur d'onde de télécommunication ($1,55 \mu\text{m}$) au milieu de cette bande interdite. Ensuite, nous introduisons un défaut linéique (omission d'une ligne de trous d'air) dans la structure précédente pour former un guide d'ondes. Nous avons montré pour les structures utilisant la bande interdite complète une diminution des pertes de propagation de la lumière dans les applications ont un changement de mode de polarisation au cours de la propagation. Cette structure de guide est classée avec les guides d'ondes indépendantes de la polarisation. Par la suite, nous avons étudié l'amélioration de l'efficacité de conversion du mode de polarisation dans cette structure de guide. Un taux de conversion de 98% est observé pour la structure optimisée.

Nous avons abordé par la suite, une étude sur le capteur de champ magnétique sensible utilisant un guide d'ondes à cristal magnéto-photonique 2D planaire basé sur la structure BIG/GGG. Nous avons commencé par refaire les études d'optimisation de la bande interdite photonique complète pour cette nouvelle structure BIG/GGG. Nous avons présenté une étude sur l'existence de la bande interdite photonique complète et la variation de sa largeur et sa position en fonction de l'épaisseur de la couche BIG pour différents rayons des trous d'air. La plus large bande interdite photonique complète obtenue est de $0,028 \text{ u.a}$ (u.a : unité arbitraire de la fréquence normalisé $\nu = \omega a/2\pi c = a/\lambda$), pour le rayon optimal de $r = 0,28a$ et l'épaisseur de la couche MO de $T = 1,3a$. Pour exploiter la longueur d'onde des télécommunications (longueur d'onde de travail $1,55 \mu\text{m}$) au centre de cette plus large bande interdite photonique complète, nous avons fixé la constante de réseau à $a = 0,495 \mu\text{m}$, auquel cas sa largeur est de $0,1362 \mu\text{m}$. Ensuite nous avons étudié la conversion du mode de polarisation du guide d'onde en fonction de la gyrotropie. Le meilleur taux de conversion est obtenu pour la structure optimisée de la bande complète et pour le paramètre de gyrotropie $g = 0,22$.

Enfin pour réaliser un capteur de champs magnétique, nous avons adopté la mise en œuvre de la configuration expérimentale pour la mesure de l'intensité de la lumière de sortie du guide en fonction du champ magnétique appliqué dans la configuration de Faraday. La mesure de l'intensité normalisée de la lumière de sortie en fonction du champs magnétique appliqué présente une variation linéaire dans l'intervalle de $g = 0,13$ à $g = 0,19$. Cette bonne relation linéaire avec l'intensité du champ magnétique indique que cette structure convient à la détection de champ magnétique dans la plage de gyrotropie mentionnée. Ensuite nous avons optimisé les paramètres de la structure pour augmenter la sensibilité du capteur. Nous avons observé que la sensibilité du capteur est améliorée lors de l'utilisation de la bande interdite photonique complète, suite à la minimisation des pertes de propagation.

De plus, nous avons démontré théoriquement la dépendance de l'effet de la gyrotropie sur la longueur de couplage de mode de polarisation, pour obtenir un capteur à haute sensibilité quel que soit le champ magnétique de saturation du matériau MO. Avec un coefficient de sensibilité important, la structure de guide d'ondes de cristal magnéto-photonique 2D planaire conçue sur la base de BIG/GGG semble être un bon candidat pour une utilisation en tant que capteurs de champ magnétique et est également extrêmement appropriée pour de nombreuses applications.

Publications et communications

Publications

- R. Deghdak, M. Bouchemat, M. Lahoubi, S. Pu, T. Bouchemat, H. Otmani, "Sensitive magnetic field sensor using 2D magnetic photonic crystal slab waveguide based on BIG/GGG structure," J. Comput. Electron. 16(2), 392–400 (2017).
- R. Deghdak, M. Bouchemat, T. Bouchemat, M. Lahoubi, H. Otmani, "Optimized Complete Photonic Band Gap in Magneto-Photonic Crystal Slab," Nanosci. Nanotechnol. 6(1A), 39–42 (2016).

Communications

- R. Deghdak, M. Bouchemat, M. Lahoubi, H. Bourouina, S. Pu, T. Bouchemat, H. Otmani, "Enhancement of Polarization Mode Conversion Efficiency in 2D Magneto-Photonic Crystals Slab Polarization-Independent Waveguide," (OPAL2018), 5–7 May, 2018 - USTO Oran, Algeria - <http://www.opal2015.dz/>.
- R. Deghdak, M. Bouchemat, M. Lahoubi, S. Pu, T. Bouchemat, H. Otmani, "Magnetic field sensor based on magnetic photonic crystal slabs waveguides," (EMSA 2016), July 12 - 15th, 2016 - Torino, Italy - <http://www.emsa2016.it/>.
- R. Deghdak, M. Bouchemat, M. Lahoubi, S. Pu, T. Bouchemat, H. Otmani, "Optimized the Complete PBG in 2D Magneto-Photonic Crystal Slab BIG/GGG," (OPAL2015), December 14 - 15th, 2015 - Algiers, Algeria - <http://www.opal2015.dz/>.
- R. Deghdak, M. Bouchemat, T. Bouchemat, M. Lahoubi, H. Otmani, "Optimized Complete Photonic Band Gap in Magneto-Photonic Crystal Slab," (ANNIC2015), November, 5-7th, 2015 - Paris, France, <http://www.annic2015.org/>.
- R. Deghdak, M. Bouchemat, T.a Bouchemat, H. Otmani "Etude de la bande interdite photonique (BIP) d'un cristal magnéto-photonique planaire (Bi:YIG/SiO2)," (NCENT'2015), M'Sila, Algeria 19-20 May 2015, <http://www.univ-msila.dz/ncent2015>.

Résumé

Ce travail de thèse est essentiellement dédié à l'étude des propriétés physiques dans les cristaux magnéto-photonique. Le but étant d'optimiser une structure de guide d'onde à base de cristal magnéto-photonique bidimensionnel planaire pour réaliser un capteur de champ magnétique sensible.

Nous avons utilisé deux logiciels de simulation qui sont parfaitement adaptés à l'étude de structures à base des cristaux magnéto-photoniques : BandSOLVE qui utilise la méthode des ondes planes (PWE) et BeamPPROP utilisant la méthode de propagation des faisceaux (BPM).

Nous avons étudié deux types de structures: (Bi:YIG/SiO₂) et (BIG/GGG), dont les matériaux utilisés sont le grenat de fer et de bismuth BIG et le grenat de fer et d'yttrium substitué par bismuth Bi:YIG qui possèdent des propriétés magnéto-optiques très intéressantes.

Un type de capteur de champ magnétique utilisant un guide d'ondes de cristal magnéto-photonique bidimensionnel planaire comme structure de détection est proposé et étudié numériquement. La structure planaire est à base de grenat de fer et de bismuth (BIG), un matériau magnétique bien connu avec des propriétés magnéto-optiques efficaces, pris en sandwich avec du grenat de gadolinium-gallium (GGG) comme substrat. La bande interdite photonique complète du cristal magnéto-photonique bidimensionnel planaire est simulée et optimisée pour la réalisation de guides d'ondes indépendants de la polarisation. Les résultats de la simulation montrent que la largeur et la position de la bande interdite photonique dépendent de l'épaisseur de la couche magnéto-optique (BIG) et du rayon des trous d'air utilisés dans la conception. En réduisant les pertes de propagation d'ondes lumineuses et en améliorant le taux de conversion de mode, une sensibilité accrue est obtenue. Sur la base de l'effet Faraday, une bonne relation linéaire est observée entre l'intensité de la lumière de sortie normalisée et l'intensité du champ magnétique lorsque le paramètre de gyrotropie g varie de 0,13 à 0,19, cette gamme de g est utilisée comme plage dynamique du capteur. L'amélioration remarquable de la performance de détection due à l'effet magnéto-optique rend le dispositif conçu apte à la détection de champ magnétique.

Mots clés : Guide d'ondes, cristal magnéto-photonique bidimensionnel planaire, structure Bi:YIG/SiO₂, structure BIG/GGG, Bande interdite photonique complète, Effet Faraday, Capteur de champ magnétique sensible.

Summary

This thesis is essentially dedicated to the study of physical properties in magneto-photonic crystals. The aim is to optimize a two-dimensional magneto-photonic crystal slab waveguide structure for producing a sensitive magnetic field sensor.

We used two simulation software's that are perfectly suited to the study of structures based on magneto-photonic crystals. BandSOLVE uses the plane wave method (PWE) and BeamPPROP using the beam propagation method (BPM).

We studied two types of structures: (Bi:YIG/SiO₂) and (BIG/GGG), whose materials are bismuth iron garnet BIG and bismuth substituted yttrium iron garnet Bi:YIG which have very interesting magneto-optical properties.

A kind of magnetic field sensor (MFS) using a two-dimensional (2D) magnetic photonic crystal (MPC) slab waveguide as the sensing structure is proposed and investigated numerically. The slab structure is based on bismuth iron garnet (BIG), a well-known magnetic material with effective magneto-optical (MO) properties, sandwiched with gadolinium gallium garnet (GGG) as substrate. The complete photonic band gap (PBG) of the 2D MPC is simulated and optimized for realization of polarization-independent waveguides. The simulation results show that the width and position of the complete PBG depend on the thickness of the BIG slab and the radius of the air holes used in the design. By reducing the lightwave propagation losses and enhancing the mode conversion ratio, increased sensitivity is obtained. Based on the Faraday effect, a good linear relationship is observed between the normalized output light intensity and the magnetic field strength as the gyrotropy parameter g is varied from 0.13 to 0.19 , a g -range used as the sensor dynamic range. The remarkable enhancement in sensing performance due to the MO effect makes the designed device suitable for magnetic field sensing. The results are discussed to provide a basis for investigation of 2D MPC slab waveguides based on the same structure, which are of particular interest for development of highly sensitive MFSs.

Keywords: 2D MPC slab waveguide, Bi:YIG/SiO₂ structure, BIG/GGG structure, Complete PBG, Faraday effect, Sensitive magnetic field sensor.

المخلص

هذه الأطروحة مكرسة أساسا لدراسة الخصائص الفيزيائية في البلورات المغناطيسية- فوتونية. والهدف من ذلك هو تحسين هيكل الموجة البلوري المغناطيسية- فوتوني ثنائي الأبعاد اللوحي لإنتاج مستشعر حقل مغناطيسي حساس.

استخدمنا برنامجين محاكيين مناسبين تمامًا لدراسة البنى القائمة على البلورات المغناطيسية- فوتونية، BandSOLVE يستخدم طريقة الموجة المستوية (PWE) و BeamPPROP باستخدام طريقة نشر الحزمة الشعاعية (BPM).

درسنا نوعين من الهياكل: (Bi:YIG/SiO₂) و (BIG/GGG) ، والتي تكون موادها من العقيق الحديدي واليزموت BIG و العقيق الحديدي والإنتريوم مستبدل باليزموت Bi: YIG التي لها خصائص مغناطيسية بصرية مثيرة للاهتمام.

نوع من أجهزة استشعار المجال المغناطيسي باستخدام الدليل الموجي البلوري المغناطيسية- فوتوني ثنائي الأبعاد اللوحي كبنية الكشف، قد اقترح ودرس عددي وتنتند الهنية اللوحية على العقيق الحديدي واليزموت (BIG) ، وهو من المواد المغناطيسية المعروفة مع خصائص ضوئية ممغنطة فعالة، وتقع مع عقيق الجادولينيوم الغاليوم (GGG) لثوكيزة. يتم محاكاة وتحويل الشريط العازل الفوتوني الكامل للبلورات المغناطيسية- فوتونية ثنائية الأبعاد اللوحية من أجل إنتاج موجات المستقلة الاستقطاب. تظهر نتائج المحاكاة أن عرض مكان الشريط العازل الفوتوني الكامل متعلق بسمك الطبقة المغناطيسية البصرية (BIG) ونصف قطر ثقب الهواء المستخدمة في التصميم. من خلال تقليل خسائر انتشار الموجة الضوئية وتحسين معدل تحويل الوضع ، تتحقق زيادة الحساسية. على أساس تأثير فاراداي، لوحظ وجود علاقة خطية جيدة بين شدة الضوء الناتج وشدة المجال المغناطيسي عندما تكون قيمة gyrotropy g محصورة في النطاق 0.13 - 0.19، هذا النطاق من g يستخدم كنطاق ديناميكي للمستشعر. التحسن الملحوظ في أداء الكشف بسبب التأثير المغناطيسي البصري يجعل الجهاز مصمم للكشف عن المجال المغناطيسي. وتناقش النتائج لتوفير أساس لدراسة الدليل الموجي البلوري المغناطيسية- فوتوني ثنائي الأبعاد اللوحي المستندة إلى نفس الهنية، والتي هي ذات أهمية خاصة لتطوير أجهزة استشعار المجال المغناطيسي الحساسة للغاية.

الكلمات المفتاحية : الدليل الموجي البلوري المغناطيسية- فوتوني ثنائي الأبعاد اللوحي، بنية Bi:YIG/SiO₂، بنية BIG/GGG ، الشريط العازل الفوتوني الكامل، تأثير فاراداي، مستشعر مجال مغناطيسي حساس.