

Université Mohamed Boudiaf - M'sila

FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE



Numéro de série.....

Numéro d'inscription.....

Thèse

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT LMD

Spécialité : Electronique

Option : Micro-ondes et Télécommunication

THEME

Contribution à L'étude et La Conception Des Cavités à Cristaux Magneto Photoniques

Présentée Par

Riad MOUKHTARI

Soutenue le : 14/05/2018

Devant le jury composé de :

<u>Nom & Prénom</u>	<u>Grade</u>	<u>Etablissement</u>	<u>Qualité</u>
D. SAIGAA	Professeur	Uni. de M'sila	Président
A. HOCINI	Professeur	Uni. de M'sila	Encadreur
N. AMARDJIA	Professeur	Uni. de Sétif	Examinateur
N. BOUROUBA	Professeur	Uni. de Sétif	Examinateur
H. OUDIRA	MCA	Uni. de M'sila	Examinateur
D. KHEDROUCHE	MCA	Uni. de M'sila	Invité

Année Universitaire : 2017/2018

Dédicace

A :

Mes très chers parents.

*Mes frères : Abdel Nour, **Oussama** et **Jaber**.*

*Mes sœurs : **Lamiss** et **Rehab**.*

Tous les membres de ma grande famille.

Tous mes amis, mes proches et mes collègues.

Je dédie ce modeste travail.

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du laboratoire d'Analyse des Signaux et Systèmes (LASS), Département d'Electronique de l'Université de M'sila, sous la direction scientifique du Professeur Abdesselam HOCINI.

Avant tout, j'adresse mes remerciements en premier lieu, à Allah tout puissant pour la volonté, la santé, le courage et la patience qu'il m'a donné durant toutes ces longues années de formation.

J'adresse mes profonds remerciements à mon directeur de thèse, professeur Abdesselam HOCINI, pour m'avoir confié ce travail et assurer l'encadrement de cette thèse, et Je suis très reconnaissant pour la confiance qu'il m'a accordé, ses conseils judicieux, son disponibilité et le soutien constant qu'il m'a prodigué au cours de l'élaboration de ce travail.

J'exprime ma vive gratitude à Monsieur Djamel SAIGAA, Professeur à l'Université de M'sila, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

J'exprime ma reconnaissance aux personnes qui ont eu la gentillesse de faire partie de mon jury de thèse.

Je remercie Monsieur Nourredine AMARDJIA, Professeur à l'Université de Sétif, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur Nacerdine BOUROUBA, Professeur à l'Université de Sétif, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.

Je remercie également Monsieur Houcine OUDIRA, Maitre de conférences à l'université Mohamed Boudiaf de M'Sila, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.

J'exprime ma vive gratitude à Monsieur Djamel KHEDROUCHE, Maitre de conférences à l'université Mohamed Boudiaf de M'Sila, pour son aide et encouragements durant ces années, ainsi que pour avoir bien voulu répondre à mon invitation.

Je remercie tous les membres de l'équipe que j'ai pu côtoyer durant toutes ces années passées avec eux, en particulier : Ahlem HARHOUZ, Ahmed KAHLOUCHE, Tarek ZOUCHE, Mounir BOURAS, Mouhssin MAACHE, Oussama BOULEGHLMAT, Abderraouf HOCINI, Hocine BEN SALAH, Ahmed LOUNIS, Saadi DJIDEL, Tahar BOUGOUTAIA.

Ma profonde gratitude à tous les Enseignants du Département d'Electronique qui m'ont encouragé à donner le meilleur de moi en m'assurant une formation aussi meilleure que possible.

TABLE DES MATIERES

Introduction générale	2
CHAPITRE I : LES CRISTAUX PHOTONIQUES	
I.1. Introduction	6
I.2. Historique des premiers cristaux photoniques	6
I.3. Définition	8
I.4. Différents types des cristaux photoniques	10
I.4.1. Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D	10
I.4.2. Les cristaux photoniques bidimensionnels 2D	11
I.4.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels 3D	12
I.5. Caractéristiques géométriques et physiques des cristaux photoniques	14
I.5.1. Contraste d'indice Δn	14
I.5.2. Période	15
I.5.3. Facteur de remplissage f	15
I.6. Notions de bandes photoniques	16
I.6.1. Zone de Brillouin irréductible	16
I.6.2. Bandes Interdites Photoniques	18
I.6.3. Diagramme de bande	19
I.7. Les défauts dans un cristal photonique	20
I.7.1. Les défauts ponctuels	20
I.7.2. Les défauts linéaires	21
I.7.3. Défauts couplés	22
I.8. Applications des cristaux photoniques	22
I.8.1. Cavités et guides d'ondes	22
I.8.2. Filtres et multiplexeurs/démultiplexeurs	23
I.8.3. Capteurs à cristaux photoniques	25
I.8.4. Fibres optiques	25
I.8.5. Applications en antennes	26
I.9. Méthodes et Logiciels pour la simulation des cristaux photoniques	27
I.9.1. La méthode des ondes planes	27
I.9.2. La méthode <i>FDTD</i>	27
I.9.3. Logiciel Rsoft CAD	29

I.9.3.1. Le simulateur BandSolve	29
I.9.3.2. Le simulateur FullWave	29
I.10. Conclusion	30
 CHAPITRE II : LES CRISTAUX MAGNETO-PHOTONIQUES A BASE DE MATERIAUX MAGNETO-OPTIQUES 	
II.1. Introduction	32
II.2. Matériaux magnéto-optiques	32
II.3. Théorie des matériaux magnéto-optiques	34
II.3.1. La non réciprocity dans les matériaux magnéto-optique	34
II.3.2. Propagation dans un matériau magnéto-optiques	35
II.3.3. Effets magnéto-optiques	36
II.3.4. Rotation Faraday	37
II.4. Evolutions des matériaux magnéto-optiques	38
II.4.1. Matériaux magnéto-optiques classiques	38
II.4.1.1. Le grenat de bismuth et de fer (BIG)	38
II.4.1.2. Le Grenat d'Yttrium et de Fer (YIG)	39
II.4.2. Synthèses	40
II.4.3. Matériau magnéto-optique composite	41
II.5. La voie sol-gel	42
II.5.1. Définition	42
II.5.2. Préparation de la solution sol-gel	43
II.5.3. Nanoparticules magnétiques	43
II.5.4. Application de la méthode Sol- gel au dépôt de couches minces	44
II.5.4.1. Centrifugation ou spin-coating	44
II.5.4.2. Le dépôt par tirage ou dip-coating	45
II.6. Cristaux magnéto-photoniques	47
II.6.1. Définition	47
II.6.2. Etat de l'art	47
II.6.2.1. Cristaux magnéto-photoniques 1D	47
II.6.2.2. Cristaux magnéto-photoniques 2D	50
II.6.2.3. Cristaux magnéto-photoniques 3D	52
II.7. Quelques applications des cristaux magnéto-photoniques	53
II.7.1. Isolateur à rotation Faraday	53

II.7.2. Circulateurs magnéto-photoniques	54
II.7.3. Autres dispositifs a cristaux magnéto-photoniques	55
II.8. Conclusion	56

CHAPITRE III : CAVITES A CRISTAUX PHOTONIQUES A FAIBLE INDICE DE REFRACTION

III.1. Introduction	59
III.2. Etude théorique des cavités à cristaux photoniques	59
III.2.1. Définition de la cavité	59
III.2.2. Caractéristiques des cavités à cristaux photoniques	60
<i>III.2.2.1. La résonance</i>	60
<i>III.2.2.2. Facteur de qualité</i>	60
<i>III.2.2.2. Le volume modal</i>	62
III.2.3. Géométrie des cavités	62
III.2.4. Cavités à cristaux photoniques 2D de différentes géométries	63
<i>III.2.4.1. Cavités à défauts ponctuels</i>	63
<i>a. Les cavités H_n</i>	64
<i>b. Les cavités L_n</i>	64
<i>III.2.4.2. Cavités à défaut couplés</i>	65
<i>a. Les cavités à hétéro-structures</i>	65
<i>b. Cavité de type kuramochi</i>	66
<i>c. Cavité de type Fabry Pérot</i>	67
<i>d. Cavité à cristaux photoniques à fente</i>	67
III.3. Etude numérique des cavités à cristaux photoniques à faible indice de réfraction	68
III.3.1. Structure connectée	68
<i>III.3.1.1. Description de la structure étudiée</i>	68
<i>III.3.1.2. La bande interdite photonique</i>	68
<i>III.3.1.3. Amélioration du facteur de qualité dans la cavité H_1 en fonction de l'indice de réfraction</i>	70
<i>III.3.1.4. Etude de cavité L_3 en fonction du paramètre physique</i>	71
<i>III.3.1.5. Etude de cavité L_3 en fonction des paramètres géométriques</i>	73
III.3.2. Structure déconnectée	76
<i>III.3.2.1. Description de la structure étudiée</i>	76

III.3.2.2. La bande interdite photonique	77
III.3.2.3. Amélioration du facteur de qualité dans la cavité H_1 en fonction de l'indice de réfraction	78
III.3.2.4. Etude de cavité L_3 en fonction du paramètre physique	80
III.3.2.5. Etude de cavité L_3 en fonction des paramètres géométriques.....	82
III.4. Conclusion	85
 CHAPITRE IV : CAVITES A CRISTAUX MAGNETO PHOTONIQUES DOPEES A L'AIDE DE NANOPARTICULES MAGNETIQUES 	
IV.1. Introduction	87
IV.2. Conditions de simulation magnétique	88
IV.2.1. Conditions de stabilité	88
IV.2.2. Conditions aux limites	89
IV.2.2.1. Conditions absorbants PML (Perfectly Matched Layer)	90
IV.3. Structure magnéto photonique	91
IV.3.1. Matériau magnéto optique utilisé	91
IV.3.2. Concentration des nanoparticules magnétiques.....	94
IV.3.3. Structure proposée	95
IV.4. La bande interdite magnéto photonique	96
IV.5. Cavités à cristaux magnéto photoniques	98
IV.5.1. Variation du facteur de qualité dans la cavité H_1 en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques	98
IV.5.2. Variation du facteur de qualité dans la cavité L_3 en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques	101
IV.6. Comparaison avec d'autres cavités magnéto-photoniques	106
IV.7. Conclusion	107
Conclusion générale	110
Bibliographie	114

TABLE DES FIGURES

CHAPITRE I : LES CRISTAUX PHOTONIQUES

Figure I.1 : Nombre de publications par année des cristaux photoniques	7
Figure I.2 : (a) Représentation schématique de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D, (b) Exemples de cristaux photoniques artificiels en une, deux et trois dimensions	8
Figure I.3 : Exemples de cristaux photoniques naturels : (a) Photographies d'opales à différentes échelles, (b) Photographies des ailes de papillon	9
Figure I.4 : Structure périodique 1D	10
Figure I.5 : Structure périodique 2D : (a) Structure connectée, (b) Structure déconnectée	11
Figure I.6 : Structures photonique 2D : (a) carrée, (b) triangulaire, (c) hexagonale	11
Figure I.7 : Représentation des deux polarisations possibles TE et TM pour les cristaux photoniques bidimensionnels selon l'axe z	12
Figure I.8 : Représentation de structure yablonovite	13
Figure I.9 : Différentes structures 3D : structure cubique (1), le tas de bois (2), la structure multicouches (3), les opales ou opales inversées (4) et la Yablonovite (5)	13
Figure I.10 : Caractéristiques géométriques et physiques pour un cristal photonique 1D	15
Figure I.11 : Passage de l'espace réel à l'espace réciproque pour un réseau carré	16
Figure I.12 : Représentation de zone de Brillouin irréductible : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré, (c) réseau hexagonal	17
Figure I.13 : Les directions possibles du BIP pour un cristal photonique 1D, 2D et 3D	18
Figure I.14 : La bande interdite photonique pour une structure périodique 1D	19
Figure I.15 : Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire	20
Figure I.16 : Différentes stratégies des défauts additifs	21
Figure I.17 : Différentes stratégies des défauts lacunaires	21
Figure I.18 : Différentes types des défauts de substitution	21
Figure I.19 : Différentes types des défauts linéaires : (a) Dimensions des motifs élémentaires, (b) Permittivité des motifs élémentaires, (c) Défaut par vacuité	22
Figure I.20 : Guide d'ondes réalisé dans un cristal photonique : (a) structure linéique, (b) structure du virage	23
Figure I.21 : Schéma de principe d'une fonction de filtrage à base des cristaux photoniques : (a) filtre Fabry Pérot, (b) filtre Add Drop	24

Figure I.22 : Simulation FDTD d'un démultiplexeur en longueur d'onde : (a) $\lambda = 1310$ nm, (b) $\lambda = 1490$ nm et (c) $\lambda = 1550$ nm respectivement	24
Figure I.23: (a) Représentation schématique du capteur de température, (b) spectre de transmission du capteur à base de cavité à cristaux photonique en fonction de la longueur d'onde pour les différents indices de réfractons	25
Figure I.24 : (a) Section transverse de fibre à cristaux photoniques structurée air-silice, (b) Collection d'images MEB de fibre à cristaux photoniques réalisées par Philip Russell et al	26
Figure I.25 : Décomposition spatiale du volume de calcul	28

CHAPITRE II : LES CRISTAUX MAGNETO PHOTONIQUES A BASE DE MATERIAUX MAGNETO OPTIQUES

Figure II.1 : (a) une lumière polarisée linéairement, (b) une rotation α de polarisation dans les matériaux dit magnéto optique	36
Figure II.2 : Géométrie de l'effet de Faraday	37
Figure II.3 : Les différents produits obtenus lors de la transition Sol Gel	42
Figure II.4 : Procédure de préparation la solution sol gel	43
Figure II.5 : Les étapes de dépôt de la technique spin coating	45
Figure II.6 : Les étapes de la technique dip coating	46
Figure II.7 : (a) Structure périodique 1D collectée par image MEB, (b) Transmission et rotation Faraday en fonction de la longueur d'onde	48
Figure II.8 : (a) Structure microcavité 1D collectée par image MEB, (b) les valeurs théoriques et expérimentales de la transmittance et rotation Faraday en fonction de la longueur d'onde	48
Figure II.9 : Représentation de structure multi cavités à cristaux magnéto-photoniques 1D	49
Figure II.10 : Transmission et rotation de Faraday d'une structure multi-cavité à cristaux magnéto-photoniques 1D pour différentes concentrations des nanoparticules magnétiques VF%	50
Figure II.11 : (a) Structure magnéto-photoniques 2D, (b) Bande gap pour les modes TM et TE, (c) rotation Faraday en fonction de la fréquence normalisée	51
Figure II.12 : (a) Schéma de structure magnéto-photoniques 2D, (b) Transmittance en fonction de polarisation de la lumière	51
Figure II.13 : Fonctionnement schématique d'un isolateur à rotation Faraday	53
Figure II.14 : Schéma de principe d'un circulateur en Y à trois ports	54
Figure II.15 : Différentes types de circulateur magnéto-photonique à trois ports : (a) Circulateur en T, (b) Circulateur en Y, Circulateur en Moulin à vent	54

Figure II.16 : (a) Représentation schématique de filtre Add Drop magnéto-photonique 2D, (b) transmission non réciproque peut être observée lorsque la structure est excitée par une fréquence de 0,33988 (c/a) à partir du port 1 et port 2	55
Figure II.17 : (a) Structure de déphaseur magnéto-photonique, (b) vue de dessus et vue de côté d'une coupe transversale	56

CHAPITRE III : CAVITES A CRISTAUX PHOTONIQUES A FAIBLE INDICE DE REFRACTION

Figure. III.1 : Représentation fréquentielle de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centré à la fréquence ω_0	61
Figure. III.2 : Quelques exemples des types de cavités à défauts ponctuels	63
Figure. III.3 : Exemples de cavités de types H_n : (a) cavité H_0 , (b) cavité H_1 , cavité H_4	64
Figure. III.4 : Exemples de cavités de types L_n : (a) cavité L_3 , (b) cavité L_5 , cavité L_7	65
Figure. III.5 : (a) Cavité à double hétéro-structure réalisée en connectant les structures basiques à cristaux photoniques PC_0 et PC_1 , (b) Cavité à multi hétéro-structure réalisée en connectant les structures basiques à cristaux photoniques PC_0 et PC_1 , PC_2	66
Figure. III.6 : Cavité de type kuramochi, les trous colorés en rouge, jaune et vert ont été déplacés de 9, 6 et 3 nm respectivement	66
Figure. III.7 : Schéma d'un exemple de cavité de type Fabry Pérot	67
Figure. III.8 : (a) Cavité L_3 à fente, (b) Cavité à fente et à modulation du défaut linéique, (c) Cavité à fente et à hétérostructure, (d) cavité Fabry Pérot à fente	68
Figure III.09 : (a) Schéma d'un cristal photonique 2D triangulaire composé de trous d'air dans la matrice SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 , (b) Distribution de la constante de permittivité	69
Figure III.10 : Diagramme de bande d'un cristal photonique 2D pour $a= 0.75\mu m$, $r= 0.27\mu m$ et $n=1.58$	69
Figure III.11 : Structure de cavité H_1 formée par l'omission d'un trou unique	70
Figure III.12 : (a) spectre de transmission de la cavité H_1 formée par l'omission d'un trou unique en fonction de la variation de l'indice de réfraction, (b) Intensité du champ pour la cavité résonante de longueur d'onde λ de $1.546\mu m$	70
Figure III.13 : Variation du facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction	71
Figure III.14 : Structure de cavité L_3 formée par l'omission de trois trous	72
Figure III.15 : spectre de transmission de la cavité L_3 formée par l'omission de trois trous en fonction d'indice de réfraction $n = 1.52, 1.54, 1.56, \text{ et } 1.58$	72

Figure III.16 : Variation du facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction	73
Figure III.17 : Stratégie de déplacement des deux trous bordant la cavité L_3	73
Figure III.18 : Variation du facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de déplacement des deux trous bordant la cavité L_3	74
Figure III.19 : Spectre de transmission en fonction de déplacement des deux trous bordant la cavité L_3	74
Figure III.20 : Facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de variation du rayon des deux trous bordant la cavité L_3	75
Figure III.21 : Spectre de transmission dans la cavité L_3 modifiée pour un rayon des deux trous bordant la cavité $r=0.18 \mu m$	76
Figure. III.22 : Intensité du champ dans la cavité L_3 optimisée : (a) L_3 en fonction de n pour $\lambda_0 =1.53\mu m$, (b) L_3 en fonction de d pour $\lambda_0 =1.5488\mu m$, et (c) L_3 en fonction de r pour $\lambda_0 =1.5696\mu m$	76
Figure III.23 : (a) Schéma d'un cristal photonique 2D triangulaire composé de tiges de SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 plongés dans l'air, (b) Distribution de la constante de permittivité	77
Figure III.24 : Diagramme de bande d'un cristal photonique 2D pour $a= 0.75\mu m$ et $r= 0.27\mu m$ et $n=1.58$	78
Figure III.25 : Structure de cavité H_1 formée par l'omission d'une tige unique	78
Figure III.26 : (a) spectre de transmission de la cavité H_1 formée par l'omission d'une tige unique en fonction de la variation de l'indice de réfraction, (b) Intensité du champ pour la cavité résonante de longueur d'onde λ_0 de $1.565\mu m$ ($n=1.58$)	79
Figure III.27 : Variation du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction des cavités H_1	77
Figure III.28 : Structure de cavité L_3 formée par l'omission de trois tiges	80
Figure III.29 : Spectre de transmission de la cavité L_3 formée par l'omission de trois tiges en fonction de la variation de l'indice de réfraction	81
Figure III.30 : Variation du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance en fonction de de différentes valeurs d'indice de réfraction dans la cavité L_3	81
Figure III.31 : Spectre de transmission en fonction de déplacement des deux tiges bordant la cavité L_3	82
Figure III.32 : Variation du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance en fonction de déplacement des deux tiges bordant la cavité L_3	83

Figure III.33 : Evolution du facteur de qualité et de la transmission de la cavité L_3 en fonction de la taille de structure 17×17 , 19×19 , 21×21 , 23×23 et 25×25 84

Figure III.34 : Intensité du champ dans la cavité L_3 optimisée : (a) L_3 en fonction de n pour $\lambda_0 = 1.51 \mu\text{m}$, (b) L_3 en fonction de d et taille de structure T pour $\lambda_0 = 1.5131 \mu\text{m}$ 84

CHAPITRE IV : CAVITES A CRISTAUX MAGNETO PHOTONIQUES DOPEE A L'AIDE DE NANOPARTICULES MAGNETIQUES

Figure IV.01 : Conditions d'absorption de Mur 90

Figure IV.02 : Utilisation des Conditions d'absorption PML pour une structure magnéto photonique 2D 91

Figure IV.03 : Structure du cristal magnéto photonique 2D réalisée en dopant la matrice sol-gel $\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2 / \text{ZrO}_2$ avec les nanoparticules de Maghémite 95

Figure IV.04 : Distribution de la constante de permittivité : permittivité des éléments diagonaux $\varepsilon = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = 1.51^2$, et permittivité des éléments non diagonaux $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = 0.016^2$ 95

Figure IV.05 : Diagramme de bande interdite magnéto photonique en utilisant la méthode des ondes planes 96

Figure IV.06 : (a) La bande interdite magnéto photonique en fonction de différentes concentrations VF%, (b) variations de la longueur d'onde centrale en fonction de différentes concentrations VF% de cristal magnéto photonique 2D 97

Figure IV.07 : Structure magnéto photonique de cavité H_1 formée par l'omission d'un trou unique 98

Figure IV.08 : spectre de transmission de la cavité H_1 à cristaux magnéto photonique formée par l'omission d'un trou unique en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques VF% 100

Figure IV.09 : Variation du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance de la cavité H_1 à cristaux magnéto photonique en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques VF% 101

Figure IV.10 : Structure magnéto photonique de cavité L_3 formée par l'omission de trois trous adjacents 102

Figure IV.11 : spectre de transmission de la cavité L_3 à cristaux magnéto photonique formée par l'omission de trois trous adjacents en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques VF% 103

Figure IV.12 : distribution de l'intensité du champ de la cavité L_3 à cristaux magnéto photonique pour : (a) $VF=1\%$, (b) $VF=42\%$ 104

Figure IV.13 : Variation du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance de la cavité L_3 à cristaux magnéto photonique en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques $VF\%$ 105

LISTE DES TABLEAUX

<i>Tableau I.1 : Différentes familles de structures périodiques 3D</i>	14
<i>Tableau I.2 : Facteur de remplissage des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires</i>	15
<i>Tableau II.1 : Principaux matériaux utilisés dans la réalisation des composants à effet non-réiproque</i>	41
<i>Tableau II.2 : quelques structures étudiées théoriquement et montrés expérimentalement pour les cristaux magnéto photoniques 1D</i>	49
<i>Tableau II.3 : Résultats magnéto optiques des travaux et publications qui traitent les cristaux magnéto photoniques 3D</i>	52
<i>Tableau IV. 1 : indice de réfraction de la structure magnéto photonique en fonction des taux de concentration du Titane et de zirconium dans le sol à la longueur d'onde 1550nm</i>	92
<i>Tableau IV.02 : Les valeurs de θ_F et de n_{xy} en fonction de la concentration de nanoparticules VF%</i>	94
<i>Tableau IV.03 : bilan du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction</i>	99
<i>Tableau IV.04 : bilan du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction de cavité L_3</i>	102
<i>Tableau IV.05 : Comparaison de la microcavité L_3 à cristaux magnéto photoniques avec la microcavité H_1</i>	106
<i>Tableau IV.06 : Comparaison de microcavité proposée avec des autres microcavités à cristaux magnéto photoniques</i>	106

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Actuellement, de nombreux domaines technologiques nécessitent des circuits magnéto photoniques à transmission non-réciproque, il s'agit de réaliser des composants optoélectroniques non réciproques pour les télécommunications optiques comme les isolateurs et les circulateurs à cristaux magnéto photonique [1,2]. Le circulateur est le seul élément qui permet d'assurer une fonction d'aiguillage du signal radiofréquence dans tous les systèmes où la séparation des voies d'émission et de réception est utile (radars, transmissions par satellite, téléphonie mobile). Le principe de fonctionnement de ce composant est celui cavité à cristaux magnéto photonique. Le circulateur est fondé sur une propriété unique de l'interaction onde-matière au sein d'un matériau magnéto optique [3].

La réalisation de dispositifs non réciproques à cristaux magnéto-photoniques se fait classiquement par l'emploi de matériaux magnéto optiques dont le comportement dépend du sens de propagation de la lumière en leur sein. Autrement dit, ils ont la possibilité de guider la lumière dans un sens et de la bloquer dans le sens inverse. Cette nouvelle propriété peut être exploitée dans la fabrication des composants à cristaux magnéto-photoniques pour l'optique intégrée. Aujourd'hui, dans les systèmes de télécommunications optiques, les composants non réciproques sont construits principalement à base de grenat d'yttrium et de fer (*YIG*) ou Le grenat de bismuth et de fer (*BIG*) ou ses versions dérivées [4,5]. L'intégration de ces deux types de matériaux se heurte à diverses difficultés d'ordre technologique. En effet, l'incompatibilité résulte de la différence entre le coefficient d'expansion thermique du *YIG* ou *BIG* et des substrats classiques tels que, le verre ou le silicium, ainsi que de la forte valeur de température de recuit nécessaire (>800°C) à la cristallisation du *YIG* et *BIG*.

Dans le but de surmonter ce problème de compatibilité, plusieurs matériaux innovants sont développés [6]. Dans cette perspective, les nouvelles voies de recherche consacrées à ces composants, s'orientent depuis plusieurs années, vers la mise au point d'un nouveau matériau magnéto optique développé par l'intermédiaire d'un procédé à basse température et compatible avec les technologies classiques d'optique intégrée. Il s'agit de structure à cristaux magnéto photoniques réalisée par la matrice sol-gel SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 dopée par des nanoparticules magnétiques déposées sur des substrats classiques.

Les cavités à cristaux magnéto-photoniques représentent l'élément de base pour réaliser des composants à transmission non-réciproque en configuration guidée. Ces composants sont fondamentaux pour un bon fonctionnement des circulateurs pour les télécommunications optique, Des progrès spectaculaires ont été enregistrés depuis 1997 [7] dans le domaine des cavités avec

des gains de plusieurs ordres de grandeur sur le facteur de qualité. Les excellentes propriétés de réflexion du cristal photonique permettent d'avoir des facteurs de qualités élevés pour les modes résonnants. Ainsi, des valeurs comprises entre 10^4 et 10^7 ont été obtenu en utilisant le silicium [8,9], puis des valeurs supérieures à 10^7 sont observées pour d'autres types de matériaux comme le Tellerium [10]. Ces cavités à grand facteur de qualité suscitent de vifs intérêts, notamment pour le contrôle de la transmission optique et la réalisation de sources à photons uniques.

L'objectif principal de ce travail rentre dans ce contexte, il consiste à l'étude et la conception des cavités à cristaux magnéto photoniques. Dans ce travail nous avons étudié l'influence de l'anisotropie magnétique sur le facteur de qualité des cavités à cristaux magnéto photonique dans le but d'améliorer ses performances pour l'application dans les dispositifs non réciproques compatible avec la technologie de l'optique intégré. En effet, les cavités à cristaux magnéto photoniques permettent de gérés la lumière dans les dispositifs non réciproques tels que les circulateurs. De plus, le facteur de qualité de ces cavités est élevé, ce qui optimise leur confinement de la lumière et permet ainsi un bon fonctionnement de ces composants pour les télécommunications optique.

Le plan de cette thèse s'articule autour de quatre chapitres :

- ❖ Dans le premier chapitre, nous allons décrire les cristaux photoniques par un historique des premiers cristaux photoniques, ainsi que les différents types de cristaux photoniques. Ensuite, nous allons aborder la notion des bandes interdites photoniques, nous présentons également le principe de la zone irréductible de Brillouin et leur diagramme de bande. Nous continuerons par une présentation des principes aux défauts qui existent aux niveaux des cristaux photoniques. Nous avons cité aussi quelques applications des cristaux photoniques dans les domaines des optiques, microondes et télécommunications. Enfin, Nous terminerons ce chapitre par un rapide aperçu sur les méthodes et logiciels utilisés pour la simulation des cristaux photoniques.
- ❖ Le deuxième chapitre sera consacré à l'étude des matériaux magnéto-optiques et les cristaux magnéto-photoniques à base de matériaux magnéto-optiques. En particulier, la première partie présente les différentes formes des matériaux magnéto-optiques, ainsi que leurs propriétés magnétiques, la deuxième partie est consacrée aux théories des matériaux magnéto-optiques, la non réciprocity, la propagation des ondes optiques dans un matériau magnéto-optiques, et la rotation Faraday. La troisième partie illustre les principaux matériaux classiques susceptibles d'être utilisés dans l'intégration des composants à effet non-réciproque ainsi que le matériau magnéto-optique composite élaboré par voie sol-gel. La quatrième partie est consacrée à la méthode sol-gel et les nanoparticules magnétiques utilisées pour générées des

matériaux composites, puis une application de la méthode Sol-gel pour le dépôt des couches minces est présentée. La cinquième partie présente l'état de l'art des cristaux magnéto photoniques. A la dernière partie, quelques applications des cristaux magnéto photoniques sont soulignées.

- ❖ Le troisième chapitre est divisé en deux parties. La première partie porte sur les principales notions concernant les cavités à cristaux photoniques bidimensionnels, les notions du facteur de qualité et de volume modal, puis nous décrivons les différents types de cavités : cavités à défauts ponctuels et cavités à défaut couplés. La deuxième partie est consacrée à la présentation de quelques résultats de simulation concernant l'étude des cavités à cristaux photoniques à faible indice de réfraction obtenues sur des structures triangulaires 2D fabriquées à base de SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 . Nous nous intéressons aux cavités de type H_1 et L_3 sur lesquelles une recherche intense est effectuée depuis une dizaine d'années.
- ❖ Dans le dernier chapitre de cette thèse, nous commençons en premier lieu, par la présentation des conditions de simulation magnétique utilisées dans nos calculs en définissant la stabilité de la méthode *FDTD 3D* (méthode des différences finies dans le domaine temporel *3D*) et en détaillant les conditions aux limites. D'autre part, une deuxième partie de ce chapitre est dédiée à la description de la structure magnéto photonique étudiée dans ce travail. Après une étude de la bande interdite de structure magnéto photoniques, notre intérêt est porté sur une étude numérique de la cavité à cristaux magnéto photoniques réalisée à base de la matrice sol-gel SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 dopée par des nanoparticules magnétiques de Maghémite. Nous déterminons les évolutions du facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance dans les cavités de type H_1 et L_3 à cristaux magnéto photonique pour différentes concentrations des nanoparticules magnétiques. Finalement, un récapitulatif du travail permet de présenter une étude comparative avec d'autres cavités magnéto photoniques.

Enfin, ce manuscrit se termine par une conclusion générale, et des perspectives pour les travaux à venir.

CHAPITRE I

LES CRISTAUX PHOTONIQUES

I.1. Introduction

L'objectif de ce premier chapitre est de présenter dans un contexte général les notions générales sur les cristaux photoniques. Dans un premier temps, nous allons présenter un rappel historique des cristaux photoniques. Puis nous avons décrit les différents types de cristaux photoniques avec leurs propriétés géométriques et physiques. Ensuite, nous avons décrit la notion de bande photonique. Enfin nous présenterons les principes des défauts qui existent aux niveaux des cristaux photoniques avec quelques applications des cristaux photoniques dans les domaines tel que : l'optique, microondes et télécommunications. Et nous terminerons ce chapitre avec un aperçu rapide sur les méthodes et les logiciels utilisés pour la simulation des cristaux photoniques.

I.2. Historique des premiers cristaux photoniques

En 1887, Les premières études sont portées sur un diélectrique à propriété périodique, lorsque *Lord Rayleigh* décrit le comportement des ondes électromagnétiques dans un film multicouches pour lequel l'indice de réfraction alterne d'une couche à l'autre. La naissance des structures photoniques provient en optique. C'est en 1915 que le physicien anglais *William Lawrence Bragg* a reçu le prix Nobel de physique en récompense de son travail effectué sur la diffraction des rayons X par les cristaux. Ce type de structure est appelé réseau de *Bragg*.

Ce nouveau type de structure a été développé par *Eli Yablonovich* de l'Université de Californie à Los Angeles à la fin des années quatre vingts 1987 [11]. En réalité, le tout premier cristal photonique a été réalisé par le physicien anglais *William Lawrence Bragg* en 1915. Ce cristal présentait une bande interdite dans la gamme des micro ondes. Au même moment *Sajeev John* de l'université de Toronto du Canada étudiait la possibilité d'une forte localisation des photons dans les structures diélectriques périodiques [12]. Peu de temps après, en 1991, *Yablonovitch et al* [13] ont fabriqué le premier cristal photonique 3D artificiel possédant une bande interdite photonique (*BIP*) complète et cela en perçant mécaniquement des trous, ayant un diamètre de l'ordre du Millimètre selon trois angles différents, dans un bloc de matériau ayant un indice de réfraction de 3,6. En effet, cette structure, appelée *Yablonovite*, a empêché la propagation des micro ondes dans toutes les directions soulignant la présence d'une *BIP* complète.

Par ailleurs, la première conférence spécifique dédiée aux cristaux photoniques intitulée *Localisation et Propagation des ondes classiques en Structures aléatoire et périodique*, a été organisée en 1992.

Par la suite, les premières réalisations des cristaux photoniques à deux dimensions ont apparu dans l'année 1993 par de *Wendit et al* 1993 [14] au laboratoire de Sandia, et une année plus

tard, suivi simultanément de *Krauss et al* [15]. et de *Gerard et al* [16] au laboratoire de Microstructures et Microélectronique.

La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leur bande interdite photonique. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence permise à l'intérieur de cette bande, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Les premières propositions de composants à optique intégrée basés sur les défauts apparaissent vers le milieu des années 1996, avec notamment les travaux de *Mekis et al* sur les guides d'ondes à cristaux photoniques [17], et d'*O'Brien et al*, sur les microcavités à cristaux photoniques [18]. Surtout l'équipe de *Painter et al* [19], en 1999 qui a donné la conception de la cavité à grand facteur de qualité. Ces défauts sont réalisés en modifiant localement la géométrie du cristal. Alors, des énergies permises peuvent apparaître dans le gap et les champs associés à ces modes sont localisés sur les défauts.

L'intérêt des chercheurs pour le thème des cristaux photoniques n'a cessé d'augmenter depuis 1987. De nombreux articles sur les cristaux photoniques sont publiés chaque année dans des revues prestigieuses de physique mais aussi de science générale comme Science et Nature. Un travail colossal de référencement de tous les articles relatifs à ce sujet a été réalisé et est réactualisé chaque mois par *Jonathan Dowling*. Le nombre d'articles publiés par année augmente exponentiellement, il double presque tous les deux années [20].

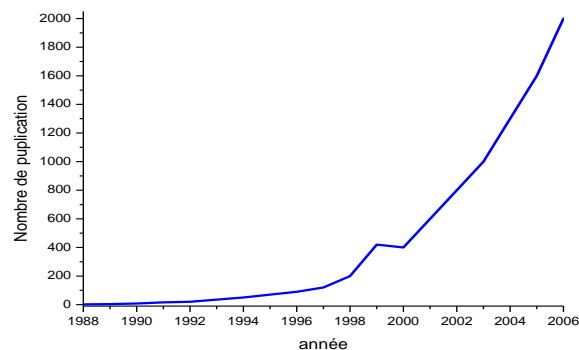


Figure 1.1: Nombre de publications par année des cristaux photoniques.

Ce bref historique n'a pas pour vocation de faire le tour de tous les travaux réalisés sur les cristaux photoniques mais reprend uniquement les grands événements concernant la réalisation de cristaux photoniques.

I.3. Définition

Les cristaux photoniques sont des structures périodiques dont le motif du réseau est composé de matériaux diélectriques ou de matériaux magnétiques ou de la combinaison des deux et cela dans de multiples configurations : unidimensionnelle (1D), bidimensionnelle (2D) ainsi que tridimensionnelle (3D) (*Figure I.2*). Une réflexion partielle des ondes se produit à la frontière entre deux couches d'indices de réfraction différents d'un cristal photonique 1D ou réseau de Bragg. Pour les ondes dont la longueur d'onde est égale à $(4 \times n \times h)$ avec n l'indice de réfraction effectif du milieu et h l'épaisseur de chaque couche, les réflexions se combinent par interférences constructives et les couches agissent comme un miroir de grande qualité. La plage de longueurs d'onde réfléchies est nommée BIP.

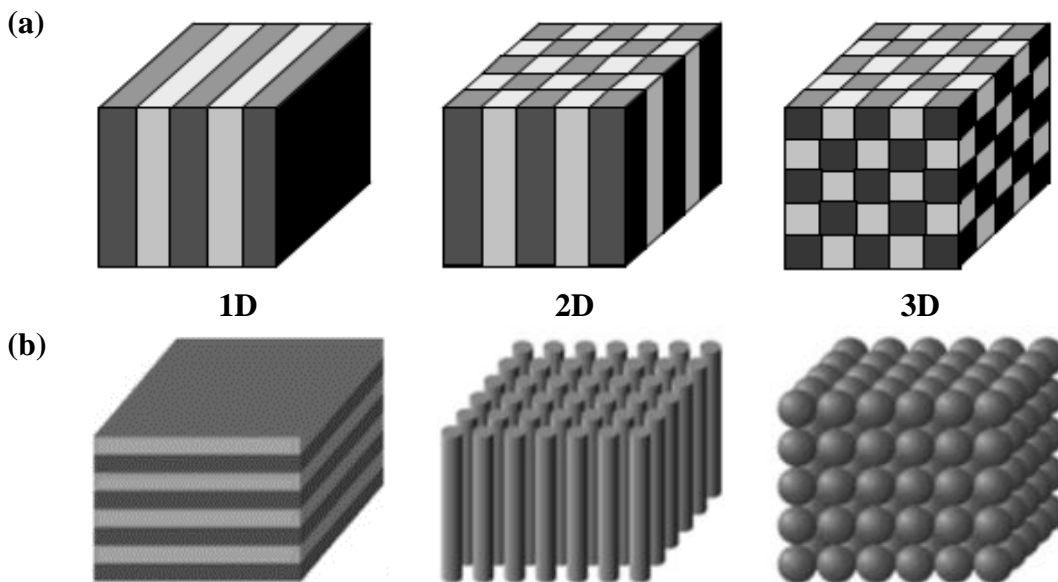


Figure I.2 : (a) Représentation schématique de cristaux photoniques 1D, 2D et 3D, (b) Exemples de cristaux photoniques artificiels en une, deux et trois dimensions [21].

Les cristaux photoniques ouvrent la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques grâce aux possibilités de confinement de la lumière qui pourraient révolutionner la fabrication des circuits intégrés optoélectroniques. La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leur bande interdite photonique. Il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique afin de disposer d'une fréquence permise dans la bande interdite. Les défauts ponctuels permettent de faire des microcavités dont la fonction est de réaliser des sources de lumière, intenses et très confinées spatialement. Les défauts linéaires réalisent des guides d'ondes, leur intérêt par rapport à ceux traditionnels c'est qu'ils présentent de faibles pertes au niveau des courbures. Le rapprochement de guides d'ondes et de défauts ou cavités résonnantes dans un cristal photonique amène à des possibilités de filtrage et de multiplexage en longueur d'onde dans le cadre de l'optique intégrée, intéressantes pour le monde des télécommunications optiques.

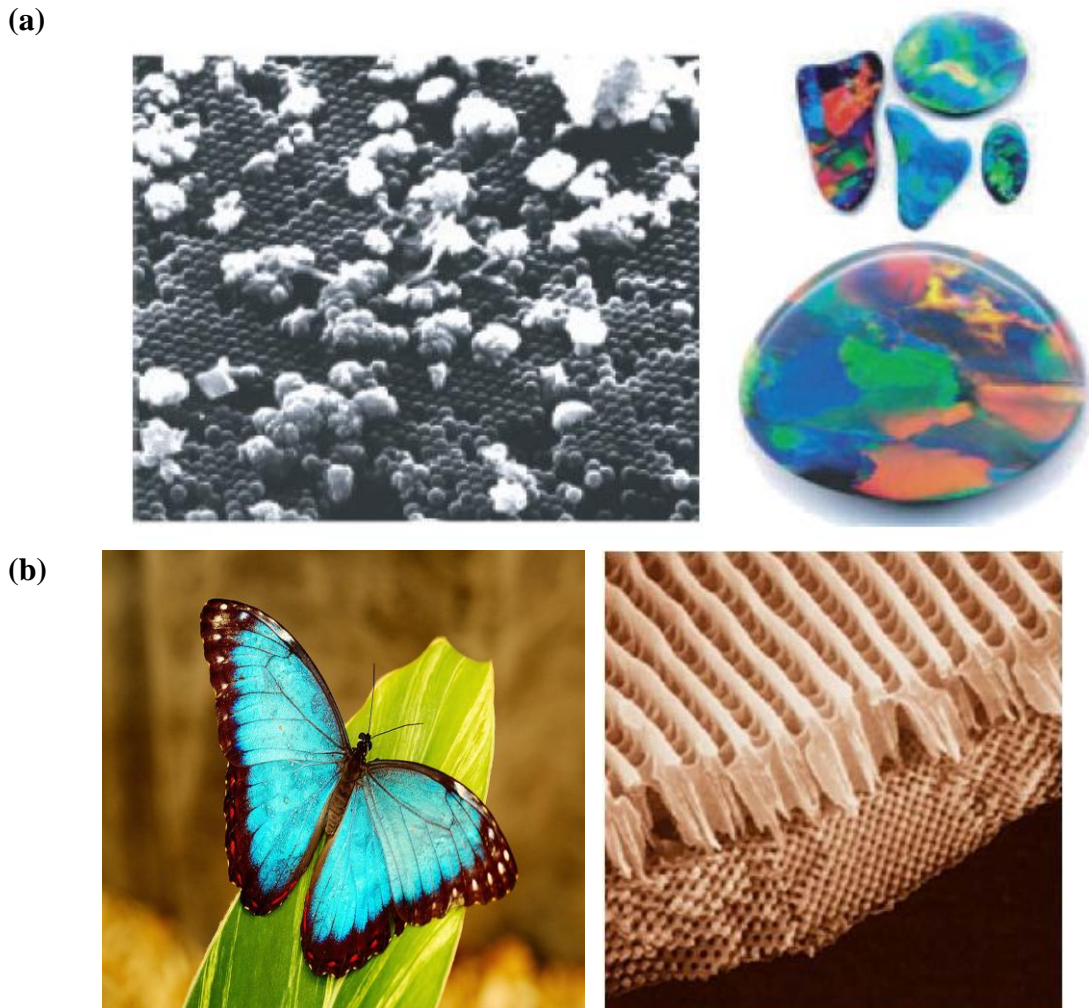


Figure 1.3 : Exemples de cristaux photoniques naturels : (a) Photographies d'opales à différentes échelles [20], (b) Photographies des ailes de papillon [21].

Les cristaux photoniques existent également à l'état naturel à l'intérieur de complexes minéraux tels que les opales, c'est une roche constituée de microbilles de silices réparties selon un arrangement plus ou moins régulier. C'est un cristal photonique naturel, même si celui-ci n'a pas de bande interdite complète (la bande interdite ne s'étend pas selon toutes les directions cristallographiques principales du matériau). La périodicité de ce cristal doit être de l'ordre de la moitié de la longueur d'onde de la lumière incidente pour générer des interférences, entre 200 et 400 nm pour fonctionner dans le visible [20].

L'opale n'est pas le seul exemple de cristal photonique naturel. On peut trouver dans la nature d'autres exemples comme les yeux de certains céphalopodes sous forme de réseaux périodiques de bâtonnets, les plumes de paon faites de cristaux de kératines ou encore les ailes de certains papillons. Les ailes de papillon *Princeps nireus* dont les magnifiques reflets bleus et verts sont dus à l'interaction entre la lumière ambiante et la micro structuration naturelle de leurs ailes (Figure 1.3).

I.4. Différents types des cristaux photoniques

Une première classification couramment utilisée pour caractériser les cristaux photoniques est le nombre de directions de périodicité que possède le matériau. Le cas le plus simple est la périodicité à une dimension, et à deux dimensions et le cas le plus complexe est la périodicité à trois dimensions.

I.4.1. Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D

Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D sont les plus anciens, ont été déjà longuement étudiés et utilisés comme miroirs diélectriques de cavités ou filtres sélectifs. Ils sont constitués par un empilement périodique de couches diélectriques d'indices différents et d'épaisseur $\lambda/4$ (miroir de Bragg), où λ représente la longueur d'onde de rayonnement guidée. Comme nous le développerons plus loin, le miroir fonctionnera comme un BIP si le contraste d'indice Δn , est suffisamment grand entre les deux types de couches diélectriques qui le composent. La réalisation de ce type de composant est relativement simple. Mais les diagrammes de dispersions ainsi créés sont sensibles à l'angle d'incidence de l'onde.

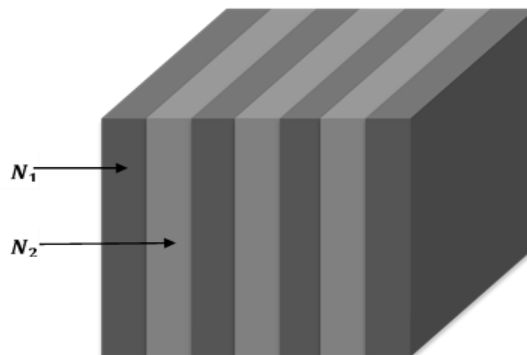


Figure I.4 : Structure périodique 1D.

Si on varie périodiquement la permittivité du matériau uniforme précédent, on lève cette dégénérescence. On obtient une ouverture du diagramme de dispersion. Cette ouverture des bandes interdites photoniques (BIP) est fortement liée à la différence de la permittivité des couches diélectriques. Plus la différence de l'indice est grande et plus les bandes se courbent et le gap s'agrandit.

L'augmentation de la permittivité de la couche diélectrique entraîne un élargissement du gap (BIP) et un approfondissement du gap. La permittivité effective des cristaux photoniques change avec la variation de la permittivité du diélectrique, cela a pour conséquence un déplacement de la bande interdite [20].

I.4.2. Les cristaux photoniques bidimensionnels 2D

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et reste invariante dans la troisième. Beaucoup d'études se sont portées sur les structures bidimensionnelles, plus faciles à fabriquer, et qui peuvent présenter des gaps photoniques complets sur un plan. Les cristaux photoniques bidimensionnels sont d'un intérêt très important que les cristaux photoniques 1D du point de vue du contrôle de la lumière. Les cristaux photoniques 2D peuvent présenter une bande interdite photonique pour toutes les directions de propagation situées dans le plan de périodicité et permettent donc à priori un meilleur contrôle spatial des photons dans ce plan. De ce fait, ces derniers offrent une plus grande souplesse en termes de confinement optique, le choix s'est orienté sur les cristaux photoniques bidimensionnels, il existe deux types de ces structures périodiques 2D :

- Les structures dites « connectées » (*Figure I.5.a*): le motif élémentaire a un indice n_1 inférieur à l'indice n_2 de la matrice diélectrique.
- Les structures dites « déconnectées » (*Figure I.5.b*): le motif élémentaire a un indice n_1 supérieur à l'indice n_2 de l'espace inter motifs. Elles sont constituées de tiges diélectriques alignées périodiquement dans l'air.

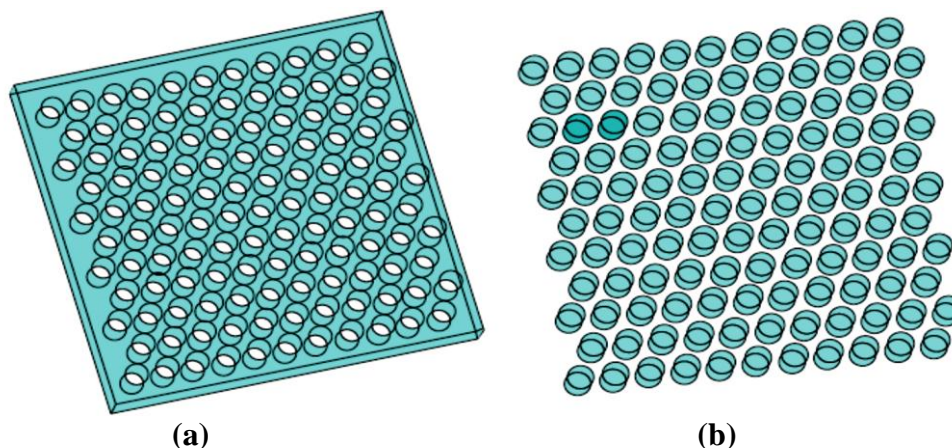


Figure I.5: Structure périodique 2D : (a) Structure connectée, (b) Structure déconnectée.

Les cristaux photoniques 2D peuvent se regrouper en un réseau carré, triangulaire, hexagonal (*Figure I.6*).

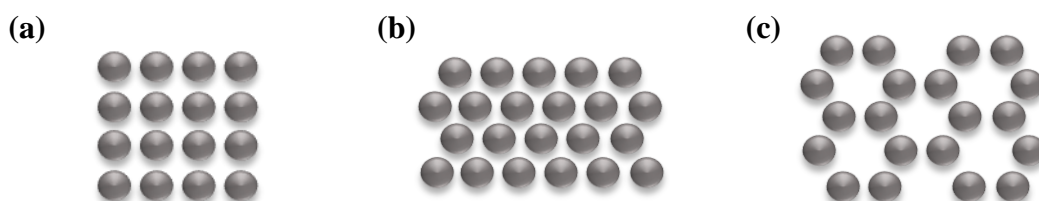


Figure I.6 : Structures photonique 2D: (a) carrée, (b) triangulaire, (c) hexagonale.

Dans les cristaux photoniques 2D, deux types de polarisation peuvent exister pour les ondes électromagnétiques incidentes, la polarisation électrique *TE* (Transverse Electric) où le champ magnétique est parallèle à l'axe z et la polarisation magnétique *TM* (Transverse Magnétique) où le champ électrique est parallèle à l'axe z . En effet, l'apparition de bandes interdites ainsi que leur largeur et position pour un réseau donné dépendent du facteur de remplissage de la structure, de la forme du motif élémentaire et du contraste d'indice.

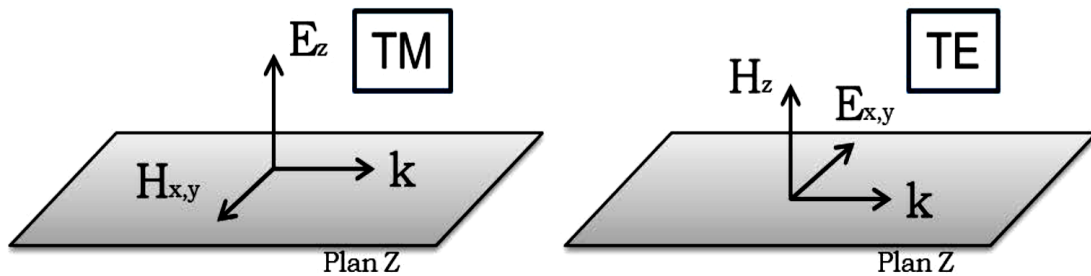


Figure 1.7 : Représentation des deux polarisations possibles *TE* et *TM* pour les cristaux photoniques bidimensionnels selon l'axe z .

Villeneuve et Piché ont résolu l'équation de propagation d'onde 2D pour un champ E et ils ont obtenu une bande interdite pour le réseau carré inverse et le réseau triangulaire inverse [22]. Pour obtenir une bande interdite complète, il suffisait d'augmenter l'indice du matériau et le rayon des cylindres. Meade et al ont résolu l'équation de propagation d'onde 2D pour un champ H [23]. Ils ont démontré que la structure triangulaire inverse a une bande interdite complète. Pour les mêmes rayons et indices des cylindres que la structure carrée, la structure triangulaire a une bande interdite plus large. Il est plus difficile d'avoir une bande interdite complète pour un réseau carré. La bande interdite du réseau triangulaire peut être étendue en augmentant l'indice ou le rayon des cylindres. Par contre, si on remplace les cylindres à sections circulaires par des cylindres à section carrée la bande interdite diminue [24].

I.4.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels 3D

Les cristaux photoniques tridimensionnels sont des structures dont la constante diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions. Elles ont été les deuxièmes à réalisés par Yablonovitch après les structures 1D. Les structures 3D sont les premières structures étudiées avec les structures 1D ou 2D. L'objectif était d'obtenir des structures 3D fonctionnant sur les mêmes principes que les structures 1D mais possédant une bande interdite photonique complète c'est-à-dire dans toutes les directions de l'espace. En 1991 E. Yablonovitch fabriquait un cristal photonique 3D en perçant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois angles azimutaux. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur (la Yablonovite) [13]. Avec ce cristal

photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois.

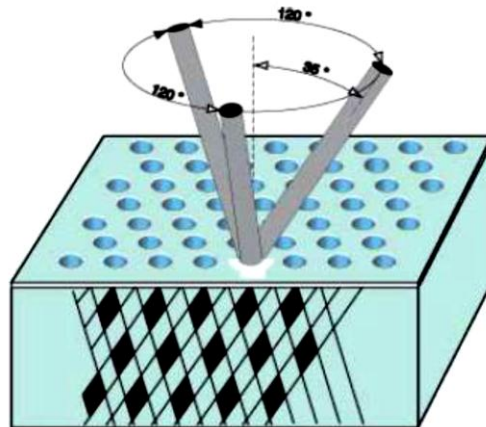


Figure I.8 : Représentation de structure yablonovite.

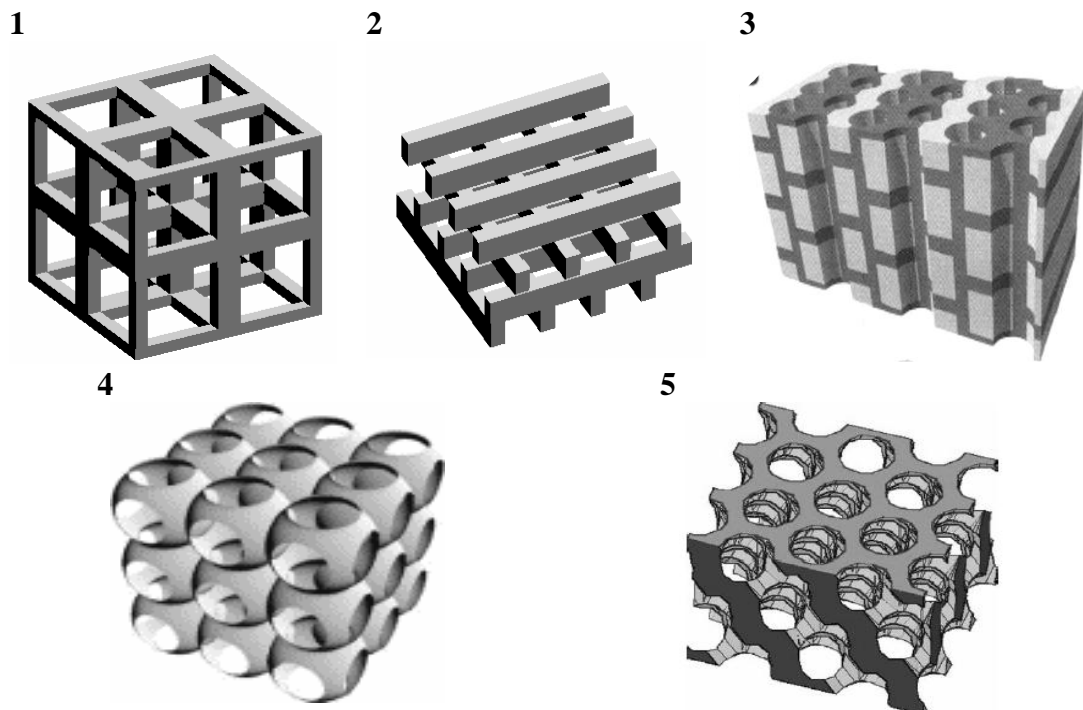


Figure I.9 : Différentes structures 3D [27] : structure cubique (1), le tas de bois (2), la structure multicouches (3), les opales ou opales inversées (4) et la Yablonovite (5).

Il existe une infinité de géométries possibles pour des structures tridimensionnelles. Mais seulement quelques-unes présentent une bande photonique interdite complète. La plupart des structures tridimensionnelles sont inspirées de la géométrie de la structure du diamant (face cubique centrée). La symétrie cubique à face centrée (CFC) possède deux atomes par maille et permet l'ouverture d'une bande interdite complète [25]. Elle est représentée pour une structure d'un réseau diamant de sphères d'air dans un diélectrique à haute permittivité ($\epsilon = 13$), elle est

réalisée dans le domaine des micro-ondes pour des raisons évidentes de contraintes technologiques plus faibles que dans le domaine de l'optique. En plus de la Yablonovite, elle existe une autre structure 3D appelée tas de bois, cette dernière est un empilement de tiges diélectriques rectangulaires ou circulaires. Les deux niveaux consécutifs sont perpendiculaires et les deux plans consécutifs de tiges parallèles sont décalés d'une demi-période. Quelques structures de type tas de bois ont été réalisées dans le domaine des micro-ondes soit avec des tiges d'aluminium, soit avec du silicium grâce à l'empilement des grilles gravées les unes sur les autres avec un pivotement de 90° à chaque étage et en respectant l'alignement de l'ensemble [26].

Dans la première moitié du XIX^{ème} siècle, *Auguste Bravais* a établi un classement des différentes familles de cristaux. Il a montré que les cristaux peuvent se répartir en 7 types de mailles (7 *systèmes cristallins*) et 14 types de réseaux [20]. Ceux-ci sont à la base des structures périodiques tridimensionnelles (*Tableau I-1*). Il est ainsi possible d'obtenir des bandes interdites complètes, quel que soit l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique sur certains matériaux périodiques.

Géométrie du cristal	Dimensions	Angles
Cubique	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Tétragonal	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Orthorhombique	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Hexagonal	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$
Trigonal	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$
Monoclinique	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$
Triclinique	$a \neq b \neq c$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma$

Tableau I.1 : Différentes familles de structures périodique 3D [20].

I.5. Caractéristiques géométriques et physiques des cristaux photoniques

Un cristal photonique est caractérisé par les matériaux qui le composent (l'indice de réfraction), le système cristallin selon lequel ces matériaux sont organisés (la période) et les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal (le facteur de remplissage). Les quantités représentatives de ces différentes caractéristiques sont :

I.5.1. Contraste d'indice Δn

Le contraste d'indice Δn est la différence entre les indices de réfraction des deux matériaux [28], qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique du solide. Il est donné par l'équation (I.01):

$$\Delta n = n_h - n_l \tag{I.01}$$

avec :

n_h : L'indice de réfraction du matériau de haut indice (high index).

n_l : L'indice de réfraction du matériau de faible indice (low index).

I.5.2. Période

Le choix de la période dépend du domaine de fréquence étudié. Ce paramètre influe sur la largeur ou l'ouverture de la bande interdite photonique. Par exemple, pour un cristal photonique unidimensionnel, la période $a = a_1 + a_2$ avec a_1 l'épaisseur de la couche d'indice n_1 et a_2 l'épaisseur de la couche d'indice n_2 .

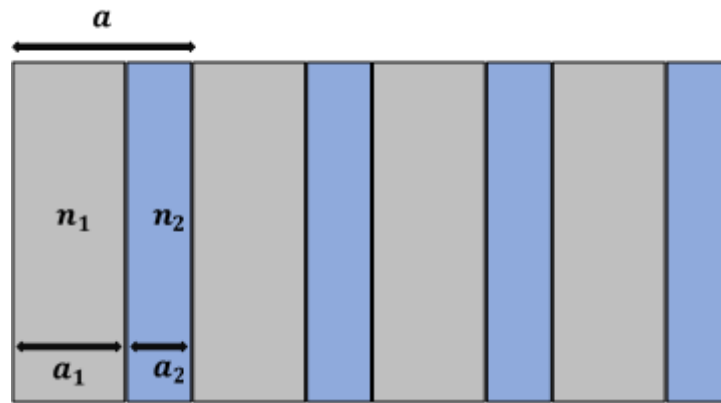


Figure I.10 : Caractéristiques géométriques et physiques pour un cristal photonique 1D.

I.5.3. Facteur de remplissage f

Le facteur de remplissage f est défini comme étant le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de la cellule élémentaire. Pour un cristal photonique bidimensionnel composé de trous d'air percés dans une matrice diélectrique, le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l'aire du motif et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [29]:

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{maille élémentaire}}} \quad (\text{I.02})$$

Les propriétés du facteur de remplissage des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires de trous circulaires ($A_{\text{motif}} = \pi r^2$) sont résumées dans le *Tableau I.2*.

	Réseau carré	Réseau triangulaires
L'aire de la maille élémentaire A	$A_{\text{maille élémentaire}} = a^2$	$A_{\text{maille élémentaire}} = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2$
Facteur de remplissage f	$f = \pi \left(\frac{r}{a}\right)^2$	$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2$

Tableau I. 2 : Facteur de remplissage des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires [28].

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

I.6. Notions de bandes photoniques

Pour comprendre la propagation de lumière dans un cristal photonique à partir dans toutes les directions de propagation de la zone de Brillouin, ces notions lesquelles permettent de déterminer si le matériau possède une bande de fréquence interdite commune à tous les angles de propagation envisageables. L'utilisation des diagrammes des bandes en optique est un des points qui a permis l'évolution rapide des connaissances théoriques sur ces structures. Dans ce qui suit nous allons donner les principales notions fondamentales.

I.6.1. Zone irréductible de Brillouin

La thèse de *F. Bloch* soutenue en 1928 [30] établit la théorie quantique de l'état solide en utilisant les ondes dites de *Bloch* pour décrire les états quantiques des électrons dans un milieu où le potentiel est périodique. *Bloch* prouve aussi que les ondes de *Bloch* sont complètement caractérisées par leur description dans la première zone de Brillouin, décrite quelques années plus tôt par *L. Brillouin*. Pour travailler avec le nombre d'onde k on passe dans une nouvelle base appelée base réciproque. Cette nouvelle base est définie à partir des vecteurs de base du réseau direct, correspondant au réseau du cristal photonique dans l'espace physique.

Pour calculer aussi les diagrammes de bandes, il faut considérer pour chaque cristal, toutes les directions de propagation possibles. Comme en physique du solide, on montre que pour certaines symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs d'ondes k situés à l'intérieur d'une zone restreinte appelée zone de Brillouin irréductible. Le vecteur k varie le long des directions de hautes symétries de cette zone qui fait partie du réseau réciproque. Nous allons définir dans la section suivante le réseau réciproque et la zone de Brillouin.

Considérons une structure périodique à deux dimensions représentée sur la *Figure I.11*.

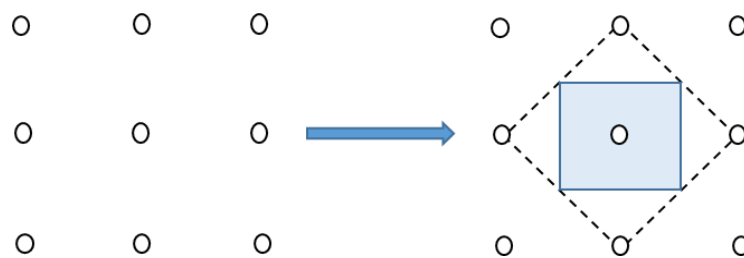


Figure I.11 : Passage de l'espace réel à l'espace réciproque pour un réseau carré.

Sur cette figure apparaissent neuf mailles élémentaires, l'ensemble de ces mailles constitue un réseau direct. Nous pouvons obtenir une maille élémentaire de même surface de la manière suivante :

- on trace les lignes qui relient un nœud donné à tous ses voisins
- on trace les médiatrices de ces segments.

Le plus petit volume enclos de cette façon est la maille élémentaire de *Wigner Seitz* [31] comme le montre la *Figure I.11*. De cette façon nous pouvons obtenir le réseau réciproque de n'importe quelle structure. Tout l'espace peut aussi être rempli par ces mailles.

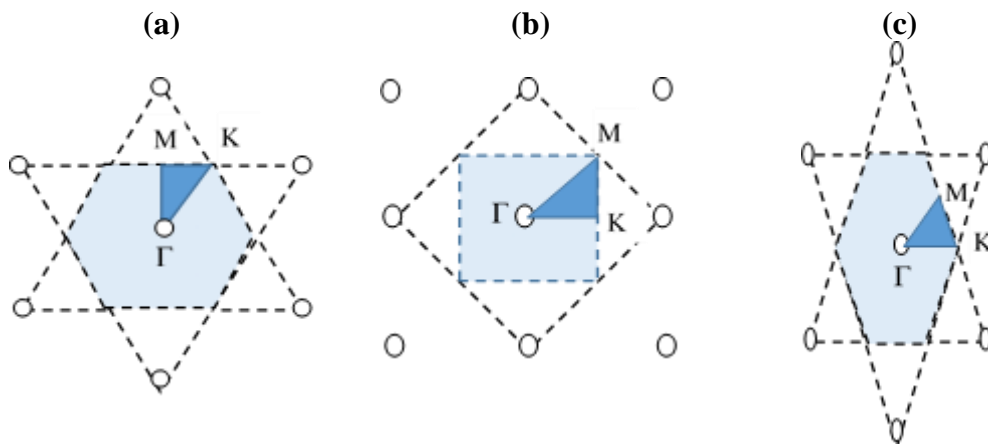


Figure I.12: Représentation de zone de Brillouin irréductible : (a) réseau triangulaire, (b) réseau carré, (c) réseau hexagonal.

La première zone de Brillouin est la cellule élémentaire de l'espace réciproque où les points sont plus proches de l'origine que tous les autres nœuds du réseau périodique [31]. Si on utilise un matériau isotrope dans le plan on peut encore réduire cette zone aux parties encadrées en bleu sur la *Figure I.12*. Ces zones réduites sont appelées zones de Brillouin irréductibles. Sur les figures on a noté les points critiques, points de haute symétrie représentant un intérêt particulier, par leur position stratégique aux sommets des zones de Brillouin irréductibles. Ces travaux ont été établis en travaillant sur la physique du solide, mais ils peuvent faire référence à tout système périodique dans lequel se propage une onde, comme par exemple dans le domaine des cristaux photoniques. Nous présentons sur la *Figure I.12*, la zone de Brillouin irréductible de plusieurs types de réseaux : réseau carré, réseau triangulaire et réseau hexagonal.

La zone de Brillouin irréductible correspond à un triangle dont les sommets sont les points de haute symétrie de l'espace réciproque Γ , M et K . L'étude de la propagation peut se limiter aux vecteurs k compris dans cette zone, le reste de La première zone de Brillouin étant identique par symétrie. Pour définir la structure de bande du cristal photonique correspondant à ce réseau, on

représentera la variation de fréquence des différents modes propres en fonction du module du vecteur d'onde le long des directions de haute symétrie ΓM , ΓK et KM .

I.6.2. Bandes Interdites Photoniques

Dans les milieux périodiques unidimensionnels, bidimensionnels ou tridimensionnels, les ondes électromagnétiques peuvent être fortement perturbées au cours de leur propagation. Il existe des bandes fréquentielles (ω) pour lesquelles aucun mode propre associé dans l'espace des k n'existe, on les appelle bandes interdites photoniques (*BIP*). La lumière de fréquence ω , comprise dans une *BIP*, ne peut pas se propager dans la direction du milieu périodique. Par conséquent, le nombre de directions interdites dépend de la dimension du réseau, comme illustré sur la *Figure I.13*.

Le cristal photonique 1D permet une *BIP* unidirectionnelle dans la direction normale au miroir de Bragg. Pour le cristal photonique 2D, la *BIP* peut s'établir dans le plan équatorial, et le cristal photonique 3D peut avoir une *BIP* dans tout l'espace.

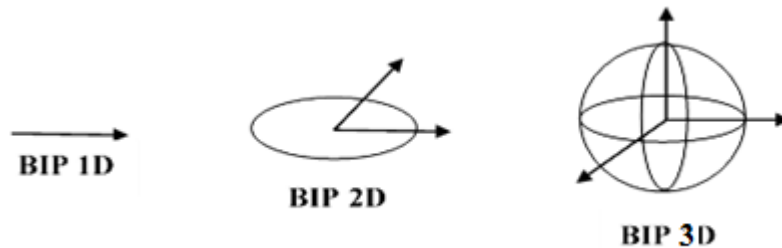


Figure I.13: Les directions possibles du *BIP* pour un cristal photonique 1D, 2D et 3D.

Pour une direction de propagation donnée, lorsque l'onde électromagnétique arrive en incidence normale, pour une longueur d'onde 4 fois supérieure à l'épaisseur des couches des diélectriques, il y a création d'interférences destructives et réflexion totale du signal. Cela se traduit dans le diagramme de dispersion par une ouverture et une courbure de la relation de dispersion par rapport à la ligne de lumière (*Figure I.14*).

A bord de la zone de Brillouin, L'onde incidente de vecteur d'onde k donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde $-k$. La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie ω_0 et forme deux ondes stationnaires d'énergies distinctes ω_1 et ω_2 . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande d'énergie interdite ou gap dans la direction normale à l'empilement. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ($n_1 a_1 = n_2 a_2$), la largeur $\Delta\omega$ de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [32]:

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (I.03)$$

Ou n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques. La position et la largeur du gap peut être ajusté par les paramètres géométriques de la structure et par le contraste entre les différentes indices. Ainsi, plus la différence de l'indice de réfraction entre les diélectriques est grande et plus les bandes se courbent et la bande interdite s'agrandit. Pour les dimensions supérieures, le principe de propagation des ondes électromagnétiques est le même quand les directions de propagation augmentent.

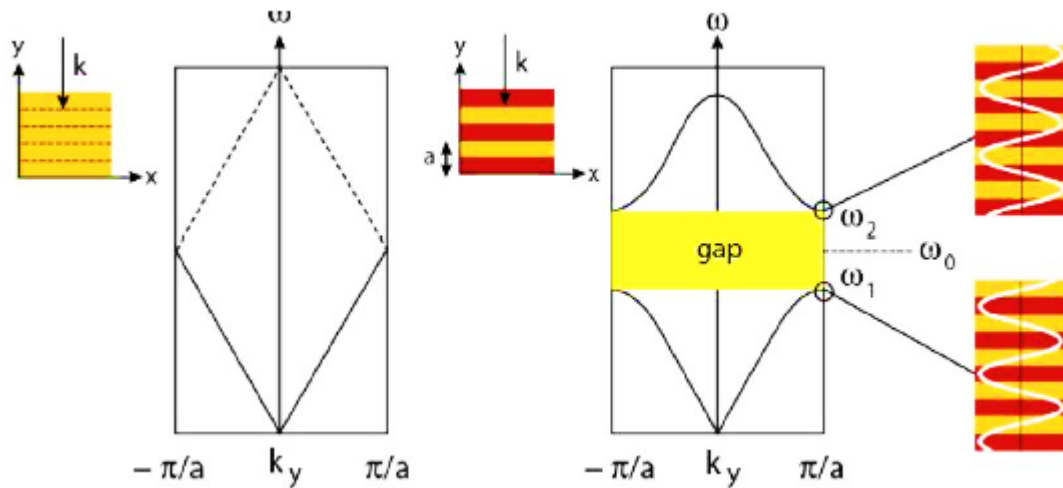


Figure 1.14 : La bande interdite photonique pour une structure périodique 1D.

I.6.3. Diagramme de bande

Le cristal photonique est caractérisé par son diagramme de dispersion. La définition du diagramme de bandes ou des surfaces de dispersion consistera à reporter les courbes de dispersion $\omega_n(k)$ représentant la variation de la fréquence des modes en fonction du module du vecteur k le long des directions de haute symétrie : ΓM , ΓK et KM . pour le réseau périodique. Donc, pour avoir la structure de bandes photoniques, il faut balayer la zone de Brouillon irréductible.

Un exemple de diagramme de bandes, calculé pour un cristal de réseau triangulaire de trous d'air percés dans le silicium ($\epsilon = 12$) et pour un rapport $r/a=0.45$ avec r le rayon des trous et a la période du réseau, le diagramme de bande est représenté sur la figure 1.15, les polarisations se distinguent par des traits différents. L'un des principaux résultats de cette figure concerne la différence de comportement entre les polarisations TM (Transverse magnétique : le champ E est parallèle aux tiges) et TE (Transverse électrique : le champ E est perpendiculaire aux tiges). Une large bande interdite photonique est visible apparait pour la polarisation TE et une bande plus réduite pour la polarisation TM [33].

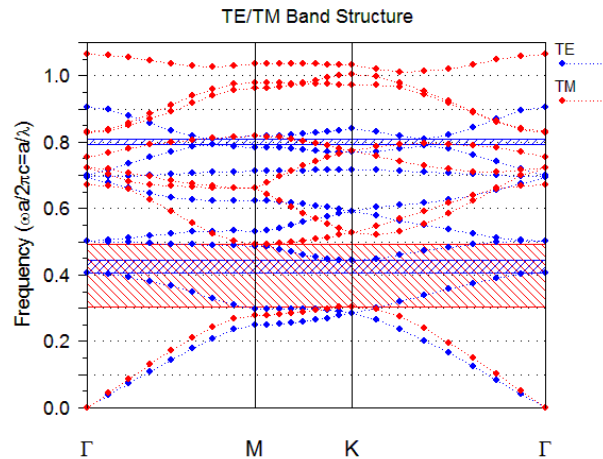


Figure 1.15 : Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire [33].

Le diagramme de bande représente donc les modes possibles en fonction de la longueur d'onde et du vecteur d'onde. Cette étude permet de déterminer si le matériau possède une bande de fréquence interdite commune à tous les angles de propagation envisageables. C'est-à-dire que, pour chaque nombre d'onde, il existe plusieurs fréquences de propagation de chaque mode.

I.7. Les défauts dans un cristal photonique

Les propriétés des structures à cristaux photoniques deviennent particulièrement intéressantes lorsque l'on introduit un ou plusieurs défauts dans la structure qui casse la périodicité de l'indice optique du cristal. En fait, il existe des modes évanescents à l'intérieur de la bande interdite. Ces modes ne se propagent pas mais l'insertion d'un défaut dans la périodicité du cristal permet d'introduire des modes propagatifs à l'intérieur de *BIP* [34].

Le défaut peut être de différentes natures : les défauts ponctuels (cavités à cristaux photoniques), les défauts linéaires (guide d'ondes à cristaux photoniques), et les défauts couplés (fonction optique à cristaux photoniques).

I.7.1. Les défauts ponctuels

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau. Pour les cristaux photoniques bidimensionnels, le défaut ponctuel peut être obtenu par changement de la permittivité, de la taille ou de la forme des motifs. Ce type de défaut permet d'introduire un mode propagatif à l'intérieur de la bande interdite très sélectif et très directif. Ce principe d'insertion d'un défaut permet donc de réaliser des filtres très sélectifs, des cavités optiques et des fibres optiques. Pour les cristaux photoniques considérés, nous citerons simplement les trois types de défauts ponctuels les plus fréquemment réalisés :

Les défauts additifs consistent à l'ajout d'éléments supplémentaires au réseau périodique initial. Ce type de défauts a deux types, défaut additif symétrique et défaut additif non-symétrique.

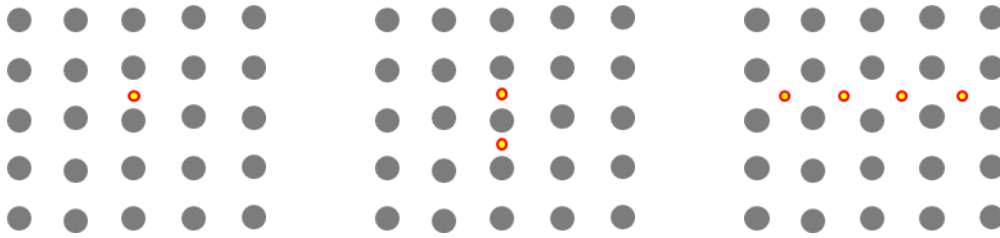


Figure I.16: Différentes stratégies des défauts additifs.

Contrairement aux défauts additifs, pour les cas des défauts lacunaires, des éléments du réseau périodique initial sont enlevés. Dans la *Figure I.17*, nous montrons les différentes stratégies de défauts lacunaires.



Figure I.17: Différentes stratégies des défauts lacunaires.

Les défauts de substitution consistent à modifier des éléments du réseau initial, soit le diamètre ou la permittivité de certains motifs.



Figure I.18: Différentes types des défauts de substitution.

I.7.2. Les défauts linéaires

Un défaut linéaire dans les cristaux photoniques est une rangée de motif supprimé ou modifié dans une ou plusieurs directions de la périodicité du cristal d'origine. Ce type de défaut est appelé guide d'onde. Ces défauts linéaires sont très intéressants pour réaliser des guides d'ondes rectilignes [35], des jonctions de guide T pour un réseau carré [36] et des jonctions de guide Y pour un réseau triangulaire [37]. Ces défauts sont de trois types :

- **Dimensions des motifs élémentaires**, ce type de défaut correspond à la modification de la taille du motif élémentaire.
- **Permittivité des motifs élémentaires**, modification de la nature du matériau et plus concrètement en agissant sur la valeur de la permittivité.
- **Défaut par vacuité**, Le défaut par vacuité c'est le défaut le plus utilisé qui correspond à l'élimination de motifs élémentaires qui se trouvent du substrat.

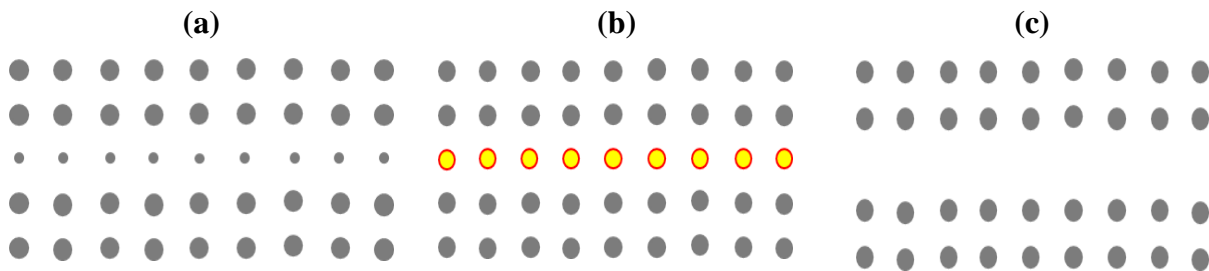


Figure I.19: Différentes types des défauts linéaires : (a) Dimensions des motifs élémentaires, (b) Permittivité des motifs élémentaires, (c) Défaut par vacuité.

I.7.3. Défauts couplés

Les défauts couplés consistent à lier deux types de défauts pour échanger l'énergie dans un cristal photonique. Le couplage entre ces défauts permet une apparition des pics supplémentaires de transmission dans la bande interdite. De plus, il est possible de piloter la lumière et de créer une nouvelle structure. L'emploi de ce type de défauts en particulier dans le domaine de télécommunication et optique permet de réaliser de nombreuses fonctions optiques tels que : des filtres Add Drop, des multiplexeurs/démultiplexeurs et des capteurs.

I.8. Applications des cristaux photoniques

Les applications des cristaux photoniques sont multiples et touchent de nombreux domaines. La plupart de ces applications sont en domaine optique, informatique, microonde et télécommunications. Nous allons décrire quelques exemples d'applications principales des cristaux photoniques tels que : cavités, guides d'ondes, filtres, capteurs, multiplexeurs/démultiplexeurs, fibres optiques et antennes.

I.8.1. Cavités et guides d'ondes

La réalisation des cavités à cristaux photoniques est obtenue par inclusion des défauts ponctuels dans une structure à cristaux photoniques. Les premières études sur les cavités avec des structures bidimensionnelles ont été réalisées en 1997 par *labilloy* [7]. Les cavités à cristaux photoniques permettant de piéger la lumière dans une bande de fréquence très étroite, ce

confinement permet d'atteindre de forts facteurs de qualité des cavités à cristaux photoniques. Ces microcavités permettent de réaliser des sources de lasers pompées optiquement, le critère pour cette application ou autre application demeure la réalisation des cavités avec des facteurs de qualité Q élevés.

L'utilisation de défauts linéiques pour réaliser des fonctions de guidage a été introduite en 1994 par *Meade et al* [38]. Les guides d'ondes sont des défauts alignés dans un cristal photonique. La lumière qui se propage dans le couloir de guide d'onde par une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal est confinée et peut être acheminée le long de ce couloir de guide d'onde, cette propagation guidée est limitée par la loi de la réfraction aux interfaces du guide. La transmission à travers ces dispositifs peut être optimisée en modifiant la taille ou la forme des trous au niveau des interfaces du guide.

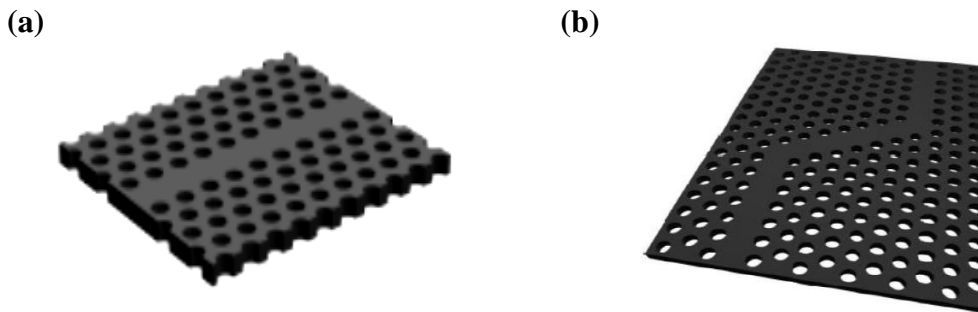


Figure 1.20: Guide d'ondes réalisés dans un cristal photonique : (a) structure linéique[39], (b) structure du virage [40].

Les guides linéiques présentent beaucoup de pertes. Il existe un autre type de guide qu'on appelle guide avec virage. Un guide avec virage de 60° ou 120° à base des cristaux photoniques bidimensionnels a été conçu pour assurer une transmission élevée sur une large bande passante. Une modification géométrique de la région du virage a été appliquée pour améliorer les caractéristiques de transmission. Cette modification aboutit à améliorer la transmission d'environ 80 à 90 % pour un guide étroit avec une rangée de trous omise [41] et de 78 % pour un guide plus large [42].

I.8.2. Filtres et multiplexeurs/démultiplexeurs

Divers types de filtres à base de cristal photonique ont déjà été réalisés [43]. Le filtrage spatio-fréquentiel est une des spécificités des filtres à cristal photonique. À ce titre, le filtrage le plus simple à base des structures périodiques consiste à ajouter une rupture de la périodicité pour la transmission d'une seule onde à une fréquence précise, des travaux ont utilisé ce principe pour réaliser des filtres très sélectifs [44].

Les filtres peuvent aussi être réalisés dans des structures périodiques en basant sur le couplage entre guides d'ondes et cavités comme il est montré sur la *figure I.21*. Dans ce cas, La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques-unes, qui seront couplées à la cavité. Cette approche permet plutôt de réaliser des filtres de type Fabry Perot et des filtres de type Add Drop.

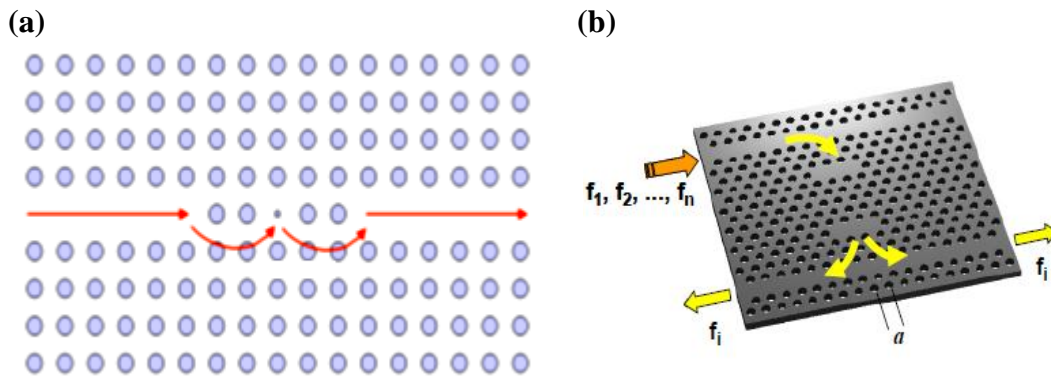


Figure I.21: Schéma de principe d'une fonction de filtrage à base des cristaux photoniques : (a) filtre Fabry-Perot [21], (b) filtre Add-Drop [45].

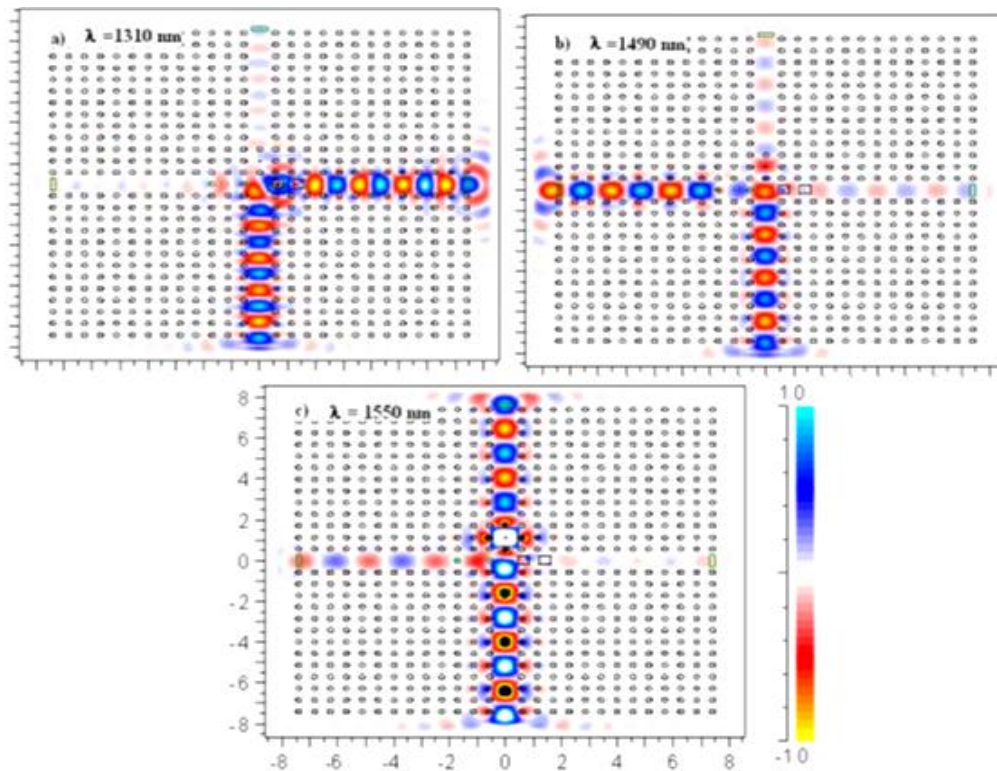


Figure I.22: Simulation FDTD d'un démultiplexeur en longueur d'onde [47]: (a) $\lambda = 1310 \text{ nm}$, (b) $\lambda = 1490 \text{ nm}$ et (c) $\lambda = 1550 \text{ nm}$ respectivement.

Les cristaux photoniques peuvent aussi être utilisés dans la réalisation des multiplexeurs/démultiplexeurs. Le multiplexage en longueur d'onde est une fonction particulièrement importante d'optique intégrée. Le but est d'insérer ou d'extraire des longueurs

d'onde bien précises dans un flux de données. Ce dispositif peut être réalisé en utilisant la sélectivité d'une cavité résonante couplée par recouvrement des ondes évanescentes à des guides d'onde. Une première proposition théorique fut donnée par *Fan et al.* en 1998 [46]. Plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide. Ces réalisations permettent l'extraction ou l'insertion dans un guide une longueur d'onde précise.

I.8.3. Capteurs à cristaux photoniques

Différents types de cristaux photoniques sont utilisés comme capteurs à cause de leur haute sensibilité aux différences d'indices de réfraction. Par exemple, *Lee et al* utilisent un cristal photonique à deux dimensions ayant une cavité centrale formée par un trou plus petit que les autres trous du cristal photonique [48]. Ils ont fonctionnalisé la cavité pour que des protéines spécifiques s'attachent. Lorsqu'elles s'attachent, le pic de résonance transmis est décalé.

Récemment, l'idée d'utiliser la variation des résonances guidées pour la détection dans les capteurs *RI* (capteur à indice de réfraction). Ces capteurs utilisent les cristaux photoniques bidimensionnels ayant une microcavité située à l'intérieur de guide. La sensibilité de ces dispositifs peut être optimisée en modifiant la taille ou la forme des trous au niveau de la cavité ou des interfaces du guide.

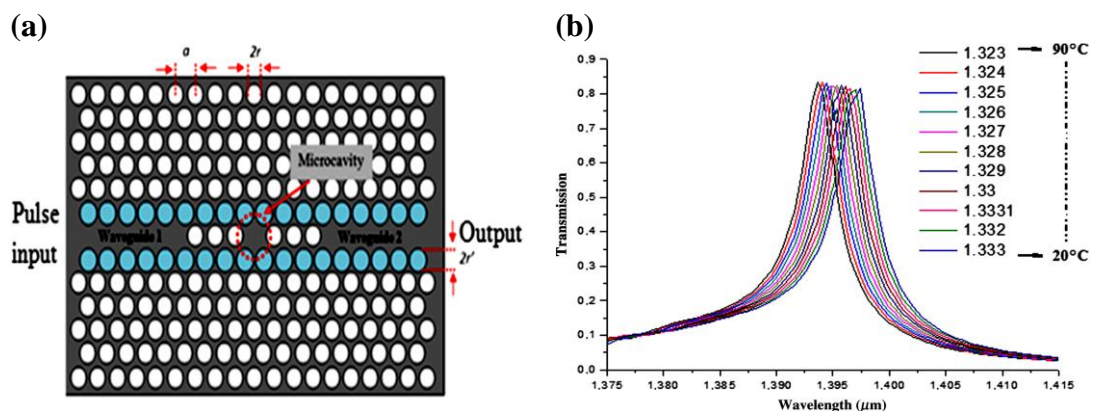


Figure 1.23: (a) Représentation schématique du capteur de température, (b) spectre de transmission du capteur à base de cavité à cristaux photonique en fonction de la longueur d'onde pour les différents indices de réfraction [49].

I.8.4. Fibres optiques

Généralement, les fibres à cristaux photoniques sont des guides de lumière cylindriques, ils guident la lumière par réflexion totale interne. Elles ont été proposées pour la première fois dans les années 1999 [50]. Les fibres structurées air-silice sont aujourd'hui très largement développées. Ils utilisent soit le principe de guidage dans le cas où le cœur est en silice pure, soit le guidage par bande interdite photonique, et c'est généralement dans le cas de fibre à cœur creux ou dite à cœur d'air.

Si l'on introduit un défaut de périodicité dans le cristal, un faisceau lumineux dont la longueur d'onde appartient à la bande interdite photonique pourra être piégé et propagé au niveau du défaut. Cette nouvelle génération de fibres optiques doit permettre le guidage d'ondes lumineuses, ultraviolettes, visibles ou infrarouges, ouvrant des champs d'applications vastes dans les domaines des télécommunications, de l'industrie, de la biophotonique et de l'environnement.

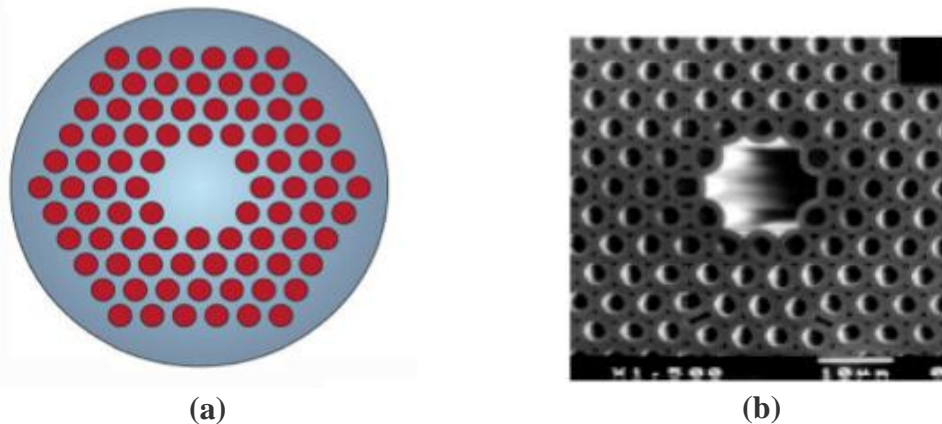


Figure I.24: (a) Section transverse de fibre à cristaux photoniques structurée air-silice, (b) Collection d'images MEB de fibre à cristaux photoniques réalisées par Philip Russell et al [51].

I.8.5. Applications en antennes

De nombreux dispositifs basés sur les matériaux périodiques existent en micro-ondes. Une des voies les plus développées pour l'application des cristaux photoniques aux fréquences microondes concerne le domaine des antennes et leurs effets sur le rayonnement. De nombreuses études ont été menées et montrent l'utilisation des cristaux photoniques comme substrat d'antennes, comme réflecteur dans le but d'augmenter la directivité des antennes, ou dans le but de créer des antennes agiles en utilisant des matériaux à *BIP*.

L'amélioration du gain d'une antenne peut être réalisée par un cristal photonique. En 1993, *Yablonovitch et al* ont montré à travers leur antenne plane disposée sur un substrat de cristal photonique que le cristal photonique se comporte comme un réflecteur parfait dans la bande interdite et que le rayonnement est alors principalement dirigé dans l'air et non dans le substrat; ce qui suggère une augmentation importante de l'efficacité de la structure [52]. Une structure multicouche de type miroir de Bragg a également montré un meilleur gain pour la structure *BIP* disposée en couverture au-dessus de l'antenne [53]. L'association des deux cristaux photoniques en substrat et en couverture est réalisée avec une antenne patch dont le gain et la directivité est sensiblement améliorée.

De nombreux prototypes ont été testés pour contrôler la directivité du rayonnement antennaire grâce aux cristaux photoniques. Ainsi, en utilisant le principe des cavités de type Fabry Pérot, *Thévenot et al*, ont augmenté la directivité d'une antenne imprimée fonctionnant en bande

[54]. Il a réalisé un dipôle très directif en l'insérant dans un matériau périodique d'indice faible devant celui de l'air.

Une autre application concerne la réalisation de réflecteurs. La faisabilité d'un réflecteur, de forme parabolique à bande interdite photonique a été démontrée par les travaux de *Thévenot et al* sur des réflecteurs fonctionnant à 40 GHz [55]. Il est composé d'un empilement d' assiettes diélectrique espacé de gap d'air utilisant le principe du miroir de Bragg. Ce dispositif présente une meilleure sélectivité en fréquence comparé au réflecteur métallique.

Ainsi, les cristaux photoniques ont des applications potentielles extrêmement importantes dans le domaine civil ou militaire tels que pour les satellites, l'aéronautique ou plus généralement les moyens de communications, en améliorant vitesse, qualité et sensibilité des communications. Un groupe de matériaux périodiques un peu particulier est en cours de développement dont objectif est l'obtention d'un matériau à indice de réfraction négatif.

I.9. Méthodes et Logiciels pour la simulation des cristaux photoniques

Le comportement de la lumière dans un cristal photonique de dimension finie ou infinie est régi par les équations de Maxwell. Plusieurs méthodes de résolution du problème sont développées pour la simulation des cristaux photoniques. Les principales méthodes utilisées sont la méthode des ondes planes *PWE*, la méthode des différences finies dans le domaine temporel *FDTD*. Le logiciel Rsoft CAD est particulièrement efficace pour étudier les structures périodiques. Nous allons présenter dans ce paragraphe un rapide aperçu sur les méthodes et les logiciels utilisés pour la simulation des cristaux photoniques.

I.9.1. La méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes *PWE* (Plane Wave Expansion) est la plus couramment utilisée pour calculer les bandes de fréquences interdites des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans le matériau considéré comme milieu propageant non borné et ceci pour n'importe quelle direction. Cette méthode est très efficace et bien adaptée pour calculer les diagrammes de bandes de cristaux infinis parfaitement périodiques. Elle permet de déterminer la fréquence, la polarisation, et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique.

I.9.2. La méthode *FDTD*

La méthode des différences finies dans le domaine temporel *FDTD* (Finite Difference Time Domain) est une méthode très utilisée actuellement dans les simulations des structures à cristaux photoniques. Sa versatilité permet de simuler la plupart des systèmes périodique, elle a été initialement proposée par *Yee* en 1966 [56]. Cette méthode est adaptée à l'étude d'un défaut ou

d'une cavité à cristaux photoniques. Elle nous donne la cartographie du champ à l'intérieur du cristal ainsi que les coefficients de transmission et de réflexion de la structure qui nous permettent de les comparer par la suite avec nos résultats expérimentaux.

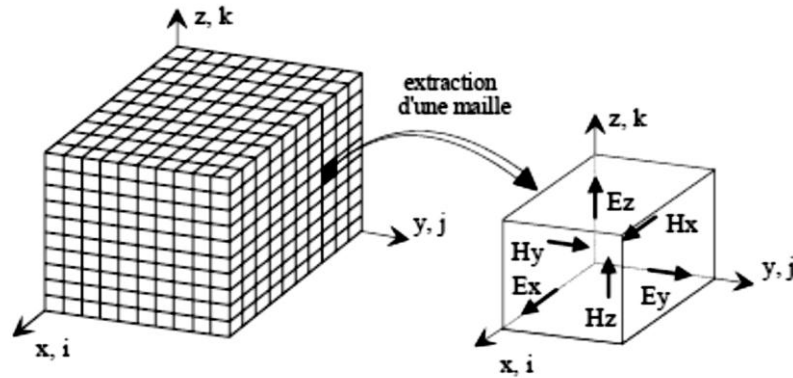


Figure 1.25 : Décomposition spatiale du volume de calcul.

Le principe est basé sur la division de l'espace en cellules élémentaires (*mailles élémentaires*), chacune de ces mailles est caractérisée par les propriétés physiques de l'élément (*permittivité, perméabilité, conductivité*). À l'intérieur desquelles sont calculées les six composantes orthogonales des champs électromagnétiques (E_x, E_y, E_z et H_x, H_y, H_z). La forme particulière des équations de Maxwell conduit à calculer les composantes du champ électrique au milieu des arêtes des mailles. Les composantes du champ magnétique sont déterminées au centre des faces (*Figure 1.25*).

La méthode FDTD possède de nombreux avantages [57] :

- Le calcul de toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir de nombreuses informations, grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. Elle est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système.
- La possibilité de donner des résultats précis même sur les structures à fort contraste d'indice comme les cristaux photoniques.
- La résolution des équations dans le domaine temporel, permet d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau périodique. Cela a permis d'étudier l'évolution de la transmission et de la réflexion à l'intérieur du cristal photonique soumis à l'étude.
- L'étude de réseaux de taille finie grâce aux conditions aux limites absorbantes ou bien de réseaux de taille infinie en utilisant les conditions de *PML* pour absorber les champs électromagnétiques et minimise l'effet des réflexions parasites sur les frontières du maillage.

I.9.3. Logiciel Rsoft CAD

Le RSoft CAD est un programme de base de RSoft Photonique, il permet aux chercheurs et ingénieurs de créer des systèmes pour la conception de plusieurs types des dispositifs, cavités, guide d'ondes, circuits optiques et d'autres dispositifs photoniques. Il agit en tant que programme de gestion pour les modules de simulation du dispositif de RSoft: *BeamPROP*, *FullWAVE*, *BandSOLVE*, *GratingMOD*, *DiffractMOD*, *ModePROP*, *FemSIM*.

I.9.3.1. Le simulateur BandSolve

L'objectif de simulateur bandsolve est de générer et analyser les structures à bandes interdites photoniques. La simulation est basée sur la méthode des ondes planes *PWM* pour les structures périodiques. Bandsolve est idéal pour produire les structures de bandes pour les cristaux photoniques 2D et 3D. A deux dimensions, il est nécessaire de considérer deux directions de propagation différente *TE* et *TM*. Ces deux polarisations sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bandes indépendants. En particulier, le simulateur BandSolve est particulièrement utile pour optimiser les propriétés des structures à cristaux photoniques, qui sont simulés par la méthode *FDTD* implémentée dans le logiciel FullWave, pour examiner les propriétés dépendant du temps comme les pertes, et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies.

I.9.3.2. Le simulateur FullWave

Le simulateur Fullwave est un moteur de simulation complètement intégré qui calcule le champ électromagnétique en fonction du temps et l'espace dans une structure d'indice de réfraction donnée en réponse à une excitation électromagnétique. Le simulateur Fullwave est idéal pour étudier la propagation de la lumière pour une grande variété de structures photoniques. La simulation est basée sur la technique de différence finie dans le domaine du temps (*FDTD*). La méthode *FDTD* repose sur la résolution des équations de Maxwell dans un domaine discrétisé spatialement et temporellement. Il permet de suivre l'évolution du champ *EM* au cours du temps en tout point de la structure. On peut ainsi obtenir les cartographies du champ *EM* à n'importe quel endroit et n'importe quel moment. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure.

Ce simulateur peut simuler les structures limitées, infinies ou périodiques, formées par différents matériaux qui peuvent être métalliques, magnétiques ou diélectriques. L'utilisation de Fullwave nécessite de définir les matériaux qui composent la structure à l'aide de la permittivité

électrique. Il faut aussi définir l'environnement de la structure et donc les conditions aux limites. Pour les conditions aux limites, nous considérons dans ce travail le modèle des couches absorbantes désignée par *PML* (Perfectly Matched Layer), qui est parfaitement adapté pour la modélisation des frontières absorbantes en électromagnétisme pour éviter les réflexions parasites engendrées aux bords du domaine de calcul.

I.10. Conclusion

Ce chapitre rappelle brièvement les concepts généraux sur les cristaux photoniques. Ces dernières sont des matériaux, dont la constante diélectrique varie périodiquement sur une ou plusieurs directions de l'espace. Après les définitions et l'historique des premiers cristaux photoniques, on a décrit les différents types de cristaux photoniques, Parmi ces types nous avons vu que la propagation d'ondes à travers un matériau présentant des propriétés périodiquement variables pouvait mener à la formation de bandes. Ensuite nous avons cité leurs propriétés physiques et géométriques. L'étude de défauts reste un sujet très riche lorsqu'on réalise des fonctions optiques à base de cristaux photoniques. La création d'un défaut dans les structures périodiques, qu'il soit linéaire ou local, modifiera le fonctionnement du matériau à cette fréquence puisqu'un seul mode pourra se propager. Ces cristaux photoniques sont très prometteurs pour la réalisation des fonctions optiques à base de cristaux photoniques compacts et originaux dans le domaine des microondes et télécommunications. Ils représentent une plate-forme extrêmement intéressante pour la future optique intégrée car ils ont les qualités de confinement requises.

Nous verrons dans la partie suivante la théorie des matériaux magnéto-optiques et les développements des cristaux magnéto-photoniques à partir de leurs propriétés et caractéristique magnétiques dans le but de comprendre leurs comportements fréquentiels et spatiaux.

CHAPITRE II

***LES CRISTAUX MAGNETO-PHOTONIQUES A
BASE DE MATERIAUX MAGNETO-OPTIQUES***

II.1. Introduction

Ce chapitre traite les matériaux magnéto-optiques et les cristaux magnéto-photoniques à base de matériaux magnéto-optiques. Egalement, il présente les différents phénomènes dus aux interactions entre une onde optique et un milieu magnétique dans un cristal magnéto-photonique.

La première partie présente les différentes formes des matériaux magnéto-optiques. De plus, leurs propriétés magnétiques et des exemples d'applications qui utilisent les matériaux magnétiques. Dans la partie deuxième est consacrée aux théories des matériaux magnéto-optiques. En particulier, le non réciprocity, l'origine de l'effet magnéto-optique, puis la rotation Faraday et sa non-réciprocity sont détaillées. La troisième partie illustre les principaux matériaux classiques susceptibles d'être utilisés dans l'intégration des composants à effet non-réciproque ainsi que le matériau magnéto-optique composite élaboré par voie sol gel. De plus en quatrième partie, des informations sont données sur le procédé sol gel et les nanoparticules magnétiques utilisés pour générer des matériaux composites. La cinquième partie présente l'état de l'art des cristaux magnéto-photoniques en soulignant principalement les travaux concernant l'étude des effets magnéto-optiques dans ce type de structures, notamment l'effet Faraday et la bande interdite magnéto-photonique. Dans la dernière partie, nous avons cité quelques applications des cristaux magnéto-photoniques.

II.2. Matériaux magnéto optiques

L'utilisation de matériaux magnéto-optiques dans les cristaux photoniques permet de réaliser les effets magnéto-optiques pour commander les largeurs de la bande interdite ou induire des effets de non réciprocity. Les matériaux magnéto-optiques sont classés en plusieurs catégories : les matériaux diamagnétiques, paramagnétiques, ferromagnétiques, antiferromagnétiques et ferrimagnétiques.

Les matériaux diamagnétiques sont en général des substances qui ne comportent que des atomes sans moment magnétique permanent comme le cuivre et le silicium [58]. Le diamagnétisme provient de la déformation des orbitales électroniques des atomes sous l'action d'un champ magnétique extérieur. Cette réaction vis-à-vis du champ induit une aimantation faible dans le sens opposé au champ magnétique. Le bismuth, le mercure et l'argent sont des exemples de matériaux diamagnétiques.

Le paramagnétique caractérise les matériaux qui comportent des atomes porteurs d'un moment magnétique de spin sans interaction forte entre ces moments magnétiques qui sont orientés indépendamment les uns par rapport aux autres. En absence de champ magnétique, l'orientation de l'aimantation sur chaque atome fluctue en fonction du temps et la valeur moyenne

de l'aimantation dans une direction donnée est donc nulle. De même, en moyenne à un instant t donné, la distribution aléatoire des moments sur les atomes donne une aimantation résultante totale nulle. Si un champ magnétique est appliqué dans le milieu, il va tendre à orienter les moments parallèlement à lui-même. L'aluminium, le manganèse et le tungstène sont des exemples de matériaux paramagnétiques [58].

Les matériaux ferromagnétiques tels que le fer, le cobalt et le nickel comportent des atomes dont les moments magnétiques sont en forte interaction entre eux. L'interaction de deux atomes voisins dans ces matériaux induit une énergie dite énergie d'échange qui est alors plus importante que l'échange et le matériau devient paramagnétique [58,59].

Dans les matériaux antiferromagnétiques, les moments magnétiques permanents dus principalement aux spins, et aussi les moments équilibrent dans un arrangement antiparallèle en deux sous-réseaux ferromagnétiques d'aimantations égales et opposées, ainsi l'aimantation est globalement nulle. Ceci est dû aux interactions d'échange négatives entre atomes voisins [59].

Les propriétés magnétiques des ferrimagnétiques s'interprètent dans le cadre de la théorie du ferrimagnétisme développée par Néel [60]. Les matériaux ferrimagnétiques (Magnétite Fe_3O_4 , Grenats Magnétiques YIG , Hexa-Ferrites $BaFe_{12}O_{19}$) sont également composés de deux sous-réseaux cristallins peut être occupés par deux ions possédant des moments magnétiques différents. L'un des sous réseaux est prépondérant devant l'autre et le comportement global est très proche du ferromagnétisme. Dans l'autre l'ordre magnétique est perdu et le matériau se comporte comme un paramagnétique.

Selon les applications, on distingue deux grandes familles de matériaux magnéto-optiques, la première rassemble les matériaux utilisés dans la transmission qui présente une faible absorption. Ces matériaux sont les matériaux diamagnétiques, les matériaux paramagnétiques et les matériaux ferromagnétiques. Ces matériaux dits transparents sont les plus utilisés pour réaliser des composants à effet non-réciproque tel que l'isolateur et le circulateur optique [61]. Le matériau le plus connu est le YIG (Yttrium Iron Garnet de formule $Y_3Fe_5O_{12}$) ou ces versions dopées présentent un effet Faraday important [62]. Du fait de leurs bonnes propriétés magnéto-optiques et de leur transparence dans la région des longueurs d'ondes pour les télécommunications la plupart des applications utilisent le Bismuth Iron Garnet (BIG) de formule générale $Bi_3Fe_5O_{12}$ [63].

La seconde famille des matériaux magnéto-optiques regroupe les matériaux utilisés en réflexion. Ces matériaux sont majoritairement développés en vue d'application dans le domaine de l'enregistrement magnéto-optique. Beaucoup d'entre eux ont été développés durant ces dernières années, dont nous pouvons citer entre autres les alliages amorphes de type terres rares-métaux de transition et les composés de cérium et d'uranium [61].

II.3. Théorie des matériaux magnéto-optiques

Les matériaux magnéto-optiques trouvent de nombreuses applications dans le domaine de l'optique et des micro-ondes. Actuellement, des composants utilisés dans les réseaux de télécommunications optiques ou hyperfréquences comme les isolateurs et les circulateurs, sont réalisés à base de matériaux magnéto-optiques. La recherche est orientée à présent vers l'intégration de ces dispositifs. Le fonctionnement de ces dispositifs non réciproques s'appuie sur les effets magnéto-optiques. Afin d'utiliser au mieux ces matériaux, il est nécessaire de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu.

II.3.1. La non réciprocity dans les matériaux magnéto optiques

Les matériaux magnéto-optiques sont utilisés dans les circuits optiques non réciproques. Par définition, ceci entraîne la simplification que les propriétés du circuit dépendent du sens d'insertion de ce dispositif microonde, et il faut prendre en considération les sens respectifs de [64]:

- De la direction de propagation.
- De la rotation de polarisation par rapport à cette direction.
- De la direction du champ magnétique continu.

La propagation de la lumière est non-réciproque, lorsque sur le même parcours, la constante de propagation dans le sens direct est différente de celle du sens de retour ($\beta_{aller} \neq -\beta_{retour}$).

Dans la physique classique, les effets optiques sont décrits par les équations de Maxwell. Dans les milieux non magnétiques ces équations sont invariantes sous la transformation de renversement temporel qui consiste à réaliser simultanément les trois opérations suivantes :

$$\begin{pmatrix} t \rightarrow -t \\ \vec{E} \rightarrow \vec{E} \\ \vec{B} \rightarrow -\vec{B} \end{pmatrix} \quad (\text{II.01})$$

La présence de l'aimantation \vec{M} (induite ou permanente) dans un milieu brise cette invariance, ceci est à l'origine des effets magnéto optiques non réciproques. Le champ \vec{M} a une influence sur les caractéristiques des ondes propagées qui dépendent de leur sens de propagation. En revanche, pour l'apparition de l'effet de non-bidirectionnalité (la transmission n'est autorisée que dans un seul sens de propagation) la brisure de symétrie spatiale est nécessaire. La transmission d'une onde électromagnétique est dite non réciproque et non bidirectionnelle si les solutions des équations de Maxwell $\omega(\vec{K})$ sont différentes pour les valeurs de vecteur d'ondes \vec{K} opposées :

$$\omega(k) \neq \omega(-k) \quad (\text{II.02})$$

II.3.2. Propagation dans un matériau magnéto-optiques

Les propriétés macroscopiques d'un matériau magnéto-optiques sont déterminées par le tenseur de permittivité diélectrique $[\varepsilon]$ reliant le vecteur induction électrique \vec{D} au vecteur champ électrique \vec{E} . Le tenseur de permittivité diélectrique pour un matériau isotrope soumis à un champ magnétique orienté selon Oz s'écrit [6] :

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{II.03})$$

Ce tenseur diélectrique peut être décomposé en deux parties, les termes diagonaux $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$ et les termes hors diagonaux $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx}$. Ces derniers sont proportionnels à l'aimantation ou au champ magnétique appliqué et la longueur d'onde de la lumière

$$\varepsilon_{xy}(M, \omega) = -\varepsilon_{yx}(M, \omega) = C.M \quad (\text{II.04})$$

Avec C constante et M l'aimantation selon Oz . De ce fait, l'anisotropie optique ou les effets magnéto-optiques trouvent leur origine dans les termes hors diagonaux du tenseur $[\varepsilon]$.

Considérons une onde électromagnétique plane incidente, de vecteur d'onde \vec{k} , à une distance \vec{r} de la source. On a :

$$\vec{E} = E_0 \cdot e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (\text{II.05})$$

$$\vec{H} = H_0 \cdot e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad (\text{II.06})$$

La résolution des équations de *Maxwell* en tenant compte du tenseur $[\varepsilon]$ conduit à :

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = N^2 \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.07})$$

Avec $N = n_{xx} + in_{xy}$ indice de réfraction complexe du milieu.

D'où :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx}E_x - i\varepsilon_{xy}E_y &= N^2E_x \\ i\varepsilon_{xy}E_x + \varepsilon_{xx}E_y &= N^2E_y \\ E_z &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.08})$$

La résolution de ces équations conduit à l'équation suivante :

$$N^4 - 2\varepsilon_{xx}N^2 + \varepsilon_{xx}^2 - \varepsilon_{xy}^2 = 0 \quad (\text{II.09})$$

La solution à cette dernière équation montre que seuls deux types d'onde (polarisations) peuvent se propager :

- Les polarisations circulaires droites caractérisées par un indice de réfraction complexe :

$$N_+ = n_{xx} + in_{xy} = \mp \sqrt{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xy}} \quad \text{Et l'état propre } E_y = -iE_x$$

- Les polarisations circulaires gauches caractérisées par un indice de réfraction complexe :

$$N_- = n_{xx} + in_{xy} = \mp \sqrt{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{xy}}$$
 Et l'état propre $E_y = iE_x$

Ces polarisations circulaires droite et gauche constituent les états propres de propagation dans un matériau magnéto-optique dans la direction de propagation. Ils sont à l'origine de l'effet Faraday.

II.3.3. Effets magnéto-optiques

Les effets magnéto-optiques désignent les modifications de l'état de polarisation d'un faisceau lumineux en interaction avec un matériau porteur de moments magnétiques. Les différents effets sont classés en fonction des changements d'amplitude (dichroïsme) ou de phase (biréfringence) de l'onde lumineuse réfléchi/transmise par rapport à l'incidente. Ces changements dépendent des positions relatives entre le plan d'incidence et la direction d'aimantation locale. On distingue deux catégories d'effet : modification de la lumière transmise par le matériau (effet Faraday et Voigt), et modification de la lumière réfléchi (effet Kerr).

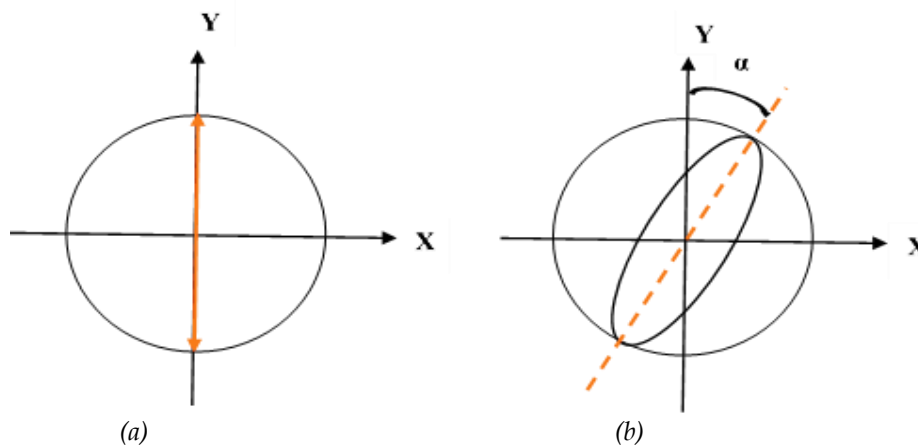


Figure II.1 : (a) une lumière polarisée linéairement, (b) une rotation α de polarisation dans les matériaux dits magnéto optiques.

Les effets Voigt et Coutton-Mouton sont des effets du second ordre en fonction du champ magnétique. Ces effets apparaissent quand le champ magnétique appliqué perpendiculaire au trajet du faisceau lumineux. L'effet Voigt s'applique lorsque la lumière traverse un milieu gazeux tandis que l'effet Coutton-Mouton apparait lorsque la lumière traverse un milieu liquide [65].

L'effet Kerr magnéto-optique est l'équivalent de l'effet Faraday en réflexion et fut découvert par *J. Kerr* résulte de l'interaction d'une lumière polarisée linéaire et circulaire avec un matériau magnétique. L'aimantation du matériau est proportionnelle à la rotation de la polarisation de la lumière après réflexion à travers le matériau [66].

L'effet Faraday découvert en 1845 par *Michael Faraday*, est le plus utilisé dans les composants à effet magnéto-optique, il décrit l'interaction d'une lumière polarisée linéaire et circulaire entre faisceau lumineux et un matériau magnéto-optique. En effet, dans un matériau

soumis à un champ magnétique, une onde polarisée rectilignement subit une rotation de polarisation proportionnelle à la composante du champ magnétique parallèle à la direction de propagation de la lumière [6].

II.3.4. Rotation Faraday

En 1845 *Michael Faraday* à découvert un phénomène de rotation de polarisation de la lumière dans un milieu placé dans un champ magnétique externe. La géométrie de cet effet est présentée sur la *Figure II.2*.

L'effet de rotation de polarisation, ou autrement dit la biréfringence magnétique, apparait lors de la transmission de la lumière à travers un milieu dont l'aimantation est parallèle à la constante de propagation (géométrie de Faraday). L'effet Faraday est un effet de rotation de polarisation non réciproque, c'est-à-dire dépendant du sens de la transmission [67]. La caractéristique principale de ce phénomène est l'angle de rotation de polarisation :

$$\theta = VHL \tag{II.10}$$

Le degré de rotation de Faraday dépend de l'aimantation du milieu résultant du champ magnétique appliqué \vec{H} , de la distance L parcourue par la lumière dans le milieu magnéto optique, ainsi que de la constante de Verdet V qui dépend des propriétés du milieu magnéto-optique. Le signe de θ dépend du signe du champ magnétique \vec{H} , ce qui montre la propriété de non réciprocity de ce phénomène.

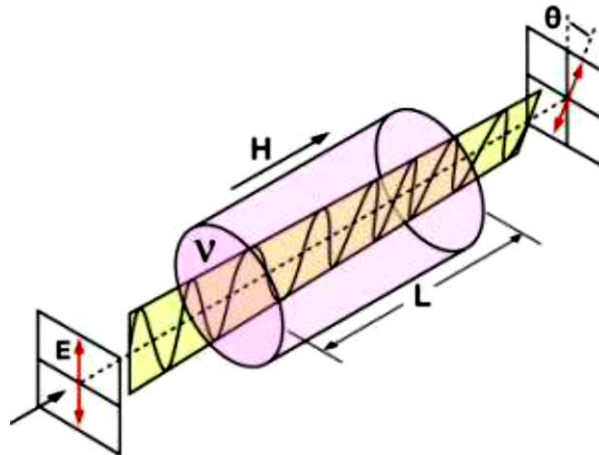


Figure II.2 : Géométrie de l'effet de Faraday.

On peut alors également introduire la notion de facteur de mérite (M) comme facteur d'évaluation de la qualité des matériaux magnétiques. Ce facteur est défini comme le rapport entre la rotation Faraday et l'absorption α du matériau [68] :

$$M = \frac{\theta_F}{\alpha} \tag{II.11}$$

Cette observation a été parmi les premières à suggérer une relation entre le champ magnétique et la lumière. En outre, elle a initié une recherche de matériaux présentant des effets optiques croisés, ce qui rend la manipulation de la polarisation ou de l'intensité de la lumière possible par l'intermédiaire de champs extérieurs. Aujourd'hui, les cristaux présentant des effets magnéto-optiques importants sont largement utilisés dans des isolateurs optiques, circulateurs optiques, des guides d'ondes en mode de conversion et de stockage de données optiques [68].

II.4. Evolutions des matériaux magnéto optiques

Actuellement, dans les réseaux de télécommunications optiques, les composants non réciproques tels que les isolateurs et les circulateurs sont des composants discrets, construits à base de matériaux massifs (*YIG*, *BIG*, ...) ou de matériaux dérivés. Une version intégrée de ces dispositifs est fortement attendue. Cependant, l'intégration de ce type de matériau se heurte à des difficultés technologiques importantes. En effet, il est impossible de déposer du *YIG* sur des substrats type verre ou semi-conducteur [69], à cause des différences de coefficient d'expansion thermique entre le *YIG* et le substrat et la forte valeur de température de recuit nécessaire (800°C) à la cristallisation du *YIG* [70].

Dans le but de surmonter ce problème, les recherches consacrées à ces composants, s'orientent vers la mise au point de nouveaux matériaux magnéto-optiques présentant une forte compatibilité avec les technologies classiques d'optique intégrée. Ce matériau est obtenu en dopant une solution sol-gel à basse température avec des nanoparticules magnétiques déposées sur des substrats classiques (verre ou pyrex).

II.4.1. Matériaux magnéto-optiques classiques

Les matériaux magnéto-optiques classiques sont des matériaux très utilisés dans les techniques de télécommunications, tant pour le matériel destiné au grand public (radio, télévision) que pour le matériel professionnel (faisceaux hertziens, radar).

D'une manière générale, les matériaux magnétiques classiques les plus utilisés dans le domaine des télécommunications et des hyperfréquences sont les matériaux ferrimagnétiques à base d'oxyde de fer (*YIG*, *BIG*). Pour illustrés correctement ces matériaux magnétiques, il est important de connaître leurs propriétés, leurs élaborations et des caractérisations.

II.4.1.1. Le grenat de bismuth-fer (*BIG*)

Le grenat de fer et de bismuth ou autrement dit (*BIG* : Bismuth Iron Garnet) est un oxyde complexe dont la formule chimique est $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. La structure cristalline est de maille cubique comprenant 160 atomes [71]. L'oxyde de bismuth est connu pour son utilisation comme fondant,

et l'ion bismuth présente la même structure de valence que l'yttrium, conduisant à des structures cristallographiques semblables. Du fait de la température de fusion de Bi_2O_3 , dans la gamme 820-860°C, l'idée est venue de synthétiser un grenat de bismuth/fer afin de mettre à profit cette relative facilité de synthèse.

Les couches de *BIG* sont préparées par ablation laser sur les substrats de *GGG* : *Gadolinium Gallium Garnet* (100) et (111) dans les conditions favorisant les propriétés magnéto-optiques [69]. Les films de *BIG* réalisés sur substrats de *GGG* (100) présentent une rotation Faraday de $7^\circ / \mu\text{m}$ à $\lambda=633 \text{ nm}$ et $1,3 \cdot 10^3 \text{ }^\circ/\text{cm}$ à $1,55 \mu\text{m}$. La famille de grenats issue de la combinaison entre bismuth et fer se forme chimiquement dès 800°C, et densifie dès 1050°C. Les possibilités technologiques offertes sont conformes à ce qui est recherché, néanmoins, cette famille de matériaux a été rapidement abandonnée du fait de ses performances médiocres dans le domaine électromagnétique.

II.4.1.2. Le Grenat d'Yttrium et de Fer (YIG)

Le Grenat d'Yttrium et de Fer (*YIG* : Yttrium Iron Garnet) est le matériau le plus retrouvé dans les dispositifs hyperfréquences même, ce matériau est souvent utilisé sous forme de sphère car dans cette géométrie la fréquence de résonance dépend uniquement de l'intensité du champ appliqué.

Les propriétés magnétiques du *YIG* sont étroitement liées à sa qualité structurale [72,73] :

- Le *YIG* ($Y_3Fe_5O_{12}$) présente un effet de Faraday important ($3000^\circ/\text{cm}$ à $1.3 \mu\text{m}$).
- La valeur relativement élevée de l'indice de réfraction du *YIG* ($n=2.2$). Ainsi, l'obtention d'un guide monomode sur un substrat *GGG* ($n=1.9$) impose une épaisseur ne dépassant pas 900nm , ce qui limite l'efficacité de couplage avec une fibre optique dont le diamètre du cœur est de l'ordre de quelques micromètres.
- La température de recuit élevée du *YIG* (800°C) réduit fortement sa compatibilité technologie avec d'autres matériaux.
- De plus, le substrat *GGG* n'est pas un substrat classique sur lequel d'autres fonctionnalités pourraient être développées et il présente un coût élevé.

Les performances du *YIG* aux hyperfréquences en font donc un bon candidat pour les applications radiofréquences. L'usage de ce matériau s'est aussi imposé parce qu'il peut être fabriqué selon un processus industriel, utilisant les méthodes conventionnelles de fabrication des céramiques massives poly-cristallines. Néanmoins, cette stabilité chimique est aussi un inconvénient, puisque la synthèse du *YIG* nécessite des températures de traitement très élevées pour sa fabrication. Cet apport d'énergie est nécessaire pour parvenir à former la phase, ainsi que

pour densifier le matériau. Ces températures sont nécessaires pour obtenir la qualité cristallographique, la microstructure et la densité nécessaires à de bonnes performances.

D'autre part, le *YIG* doit sa popularité à sa large gamme d'utilisation. Cette polyvalence est due aux nombreuses substitutions que l'on peut effectuer pour adapter ses propriétés, comme l'aimantation à saturation, qui est le paramètre à accorder en fonction de la fréquence de fonctionnement visée, ou encore la tenue en puissance, nécessitant l'introduction d'ions relaxants dans la structure.

II.4.2. Synthèses

Le *YIG* et les autres matériaux magnéto-optiques classiques sont les principaux matériaux utilisés dans la fabrication des composants à effet non-réciproque. Cependant, l'intégration de ce type de matériaux se heurte à diverses difficultés technologiques. En effet, il est délicat de déposer du *YIG* sur des substrats type verre ou semi-conducteur à cause des différences de coefficient d'expansion thermique entre le *YIG* et le substrat, et de la forte valeur de température de recuit nécessaire (800°C) à la cristallisation du *YIG* [73]. Ce type de température est rédhibitoire pour nombre de fonctions optiques. De plus, pour accorder les paramètres de maille cristalline et éviter la génération de fissures lors de ce traitement, il est nécessaire d'utiliser un substrat spécifique de Gadolinium Gallium Garnet (*GGG*) pour déposer le *YIG*. Nombre de démonstrations ont ainsi été obtenues sur ce substrat. Le *YIG* est, au final, difficilement intégrable sur des substrats classiques de semi-conducteur, verre ou polymère. Il est, donc, délicat de coupler une activité magnéto-optique à d'autres fonctionnalités classiques dans le domaine de l'optique guidée.

Le *tableau II.1* regroupe ainsi les principaux matériaux utilisés dans l'intégration des composants à effet non-réciproque. Il présente principalement les facteurs de mérite de ces matériaux magnéto-optiques à la longueur d'onde d'utilisation λ (nm). Ce tableau montre que *Zayets et al* [76] ont obtenu la plus grande valeur du facteur de mérite en utilisant le *CdMnTe* déposé sur un substrat de *GaAs*. Pour une longueur d'onde d'utilisation qui correspond au domaine des télécommunications, on constate que le *Ce:YIG* déposé sur un substrat de *GSGG* [78] présente également une valeur du facteur de mérite élevée, mais les difficultés d'intégration ont été exposées précédemment.

Généralement, ce *tableau II.1* montre aussi que des pistes d'élaboration très diverses sont menées par de nombreux chercheurs pour développer un matériau compatible avec les technologies d'optique intégrée sur silicium. Cependant, aucune approche n'est développée en vue d'une intégration d'un matériau magnéto-optique avec les technologies d'optique intégrée sur verre (*tableau II.1*).

Enfin, le développement de nouveaux matériaux magnéto-optiques compatibles avec les technologies classiques est une voie de recherche alternative et indispensable pour résoudre les problèmes liés à l'intégration.

Auteurs	Matériau	Substrat	λ (nm)	M (°/dB)
Shimizu et al [74]	<i>GaAs :MnAs</i>	<i>GaAs</i>	1540	0.018
Shimizu et al [75]	<i>InAlAs :MnAs</i>	<i>InP</i>	1550	0.06
Zayets et al [76]	<i>CdMnTe</i>	<i>GaAs</i>	740	921
Royer et al [77]	NP de γ - <i>Fe₂O₃</i>	<i>Verre</i>	633	0.07-0.18
Shintaku et al [78]	<i>Ce : YIG</i>	<i>GSGG</i>	1550	340(TE)-570(TM)
Huang et al [79]	<i>Bi : YbIG/YIG</i>	<i>YIG</i>	1550	44(YIG)-130(Bi : YIG)
Lesuffleur et al [80]	<i>Co₅₀Fe₅₀</i>	<i>GaAs</i>	1310	0.3
Zaman et al [81]	<i>Fe : InGaAsP</i>	<i>InP</i>	1550	125
Kim et al [82]	<i>SrTiO₃ dopé Fe</i>	<i>LaAlO₃</i>	1550	1.1
L. Santiago et al [83]	NP de <i>Fe₃O₄/PMMA</i>	<i>Polymère</i>	980	0.5
Choueikani et al [84]	NP de <i>CoFe₂O₄</i>	<i>Verre</i>	1550	1.6-2.3
L. Santiago et al [85]	NP de <i>CoFe₂O₄</i>	<i>Verre</i>	980	0.2

Tableau II.1 : Principaux matériaux utilisés dans la réalisation des composants à effet non-réiproque.

II.4.3. Matériau magnéto-optique composite

Le procédé sol-gel constitue une méthode efficace pour la synthèse de matériaux magnéto-optiques composites à base de nanoparticules magnétiques [86]. Divers matériaux magnéto-optiques ont été réalisés à partir d'une matrice de silice dopée par des nanoparticules magnétiques de maghémite ou de ferrite de cobalt et leurs propriétés ont été caractérisées. Cette matrice de silice dopée est parfaitement compatible avec les technologies d'intégration sur verre vu qu'elle nécessite un traitement thermique à une température relativement basse de l'ordre de 100°C.

La réalisation d'un matériau magnéto-optique composite par voie sol-gel passe par trois étapes essentielles. La première étape est la réalisation de la matrice sol-gel à partir de précurseurs moléculaires en solution, par une suite de réactions chimiques à température ambiante. La deuxième étape concerne le dopage par les nanoparticules magnétiques. La dernière étape est le dépôt de la couche mince sur un substrat [72].

Le matériau élaboré par voie sol-gel peut posséder potentiellement une excellente qualité optique, illustrée par des pertes réduites et un indice de réfraction modulable en ajustant la composition chimique des précurseurs chimiques initiaux du sol. La facilité de contrôler la valeur d'indice de réfraction de la couche permet de réaliser des guides d'onde sur un grand nombre de substrats. Un autre avantage de cette technique est la facilité d'ajustement de l'épaisseur, par la

modification des paramètres de dépôt, l'épaisseur est directement liée à la vitesse de retrait du substrat du bain de sol [87].

II.5. La voie sol gel

II.5.1. Définition

La voie sol gel est une méthode qui permet d'élaborer une large variété d'oxydes sous différentes configurations, monolithes, films minces, poudres [88]. Ce procédé est très attractif, car il donne la possibilité de mise en forme diversifiée des matériaux. Il est utilisé dans plusieurs domaines technologiques, l'optique, l'électronique et les biomatériaux. Cette méthode a l'avantage d'utiliser la chimie douce, et on obtient des matériaux très purs et stœchiométriques. La solution de gélification consiste à une solution à base de précurseurs en phase liquide qui se transforme en un solide par une somme de réactions chimiques de type polymérisation à température ambiante.

L'appellation « sol gel » traduit le phénomène de transformation d'un liquide « sol » en un solide dit « gel ». Le sol est une dispersion colloïdale stable de particules au sein d'un liquide qui est constitué d'un solvant, tandis que le gel est le résultat de l'agrégation progressive des particules en suspension dans le sol qui vont former petit à petit un réseau solide tridimensionnel interconnecté. Cette technique est parfaitement compatible avec les technologies d'optique intégrée sur verre [72].

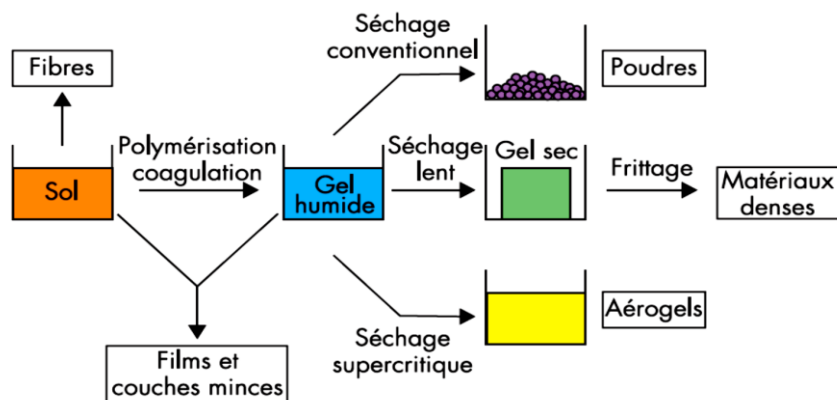


Figure II.3 : Les différents produits obtenus lors de la transition Sol Gel [89].

Le procédé sol-gel présente les avantages d'être peu coûteux, de pouvoir contrôler parfaitement la stœchiométrie et de conférer une grande pureté au matériau réalisé ainsi qu'une grande homogénéité dans le sol précurseur à une échelle moléculaire, voire atomique. D'autre part, il est possible de générer des matériaux composites massifs nano structurés par séparation de phase, par exemple dans le système silice-zircone (SiO_2-ZrO_2) ou silice-titane (SiO_2-TiO_2) [90].

Aujourd'hui, la méthode sol gel est très employée pour réaliser des matériaux méso structurés de type hybride [91].

II.5.2. Préparation de la solution sol-gel

En général, la solution de départ est constituée d'un précurseur, un solvant (alcool), parfois un catalyseur (acide ou basique) et de l'eau. Chaque composé est dosé de façon très précise, car les propriétés du gel en dépendent. La nature du matériau souhaité impose le précurseur. Le choix du solvant et du catalyseur est alors dicté par les propriétés chimiques du précurseur. Ce dernier est le composé central de la solution.

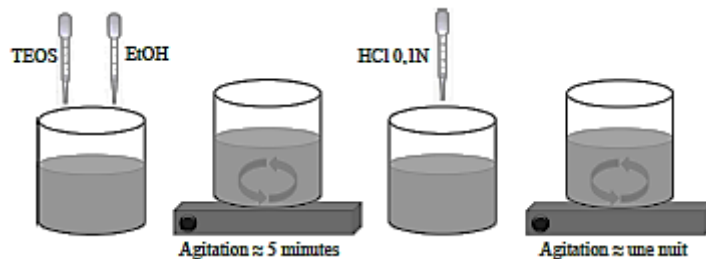


Figure II.4 : Procédure de préparation la solution sol gel [6].

Pour la préparation de la solution sol gel, on mélange 5.8g du tétraéthoxysilane (*TEOS*) de formule $Si(C_2H_5O)_4$ avec 2.7g de l'éthanol absolu (*EtOH*) de formule (C_2H_6O) . Cette solution est agitée magnétiquement durant 5 minutes. L'étape suivante consiste à assurer un milieu acide en ajoutant goutte à goutte de l'acide chlorhydrique *HCl* (0,1N) au mélange du tétraéthoxysilane en milieu acide. La solution finale est agitée avec une vitesse modérée pendant 1h30 à 2h afin d'assurer le temps nécessaire pour établir la réaction d'hydrolyse et ainsi l'homogénéité de la solution sol gel [92].

II.5.3. Nanoparticules magnétiques

Une nanoparticule est un assemblage de quelques centaines à quelques milliers d'atomes, formant un objet dont au moins une dimension est comprise entre 1 et 100 nm. Les nanoparticules magnétiques sont des particules constituées d'un matériau magnétique avec une taille nanométrique (3nm-30nm).

Il existe plusieurs matériaux permettant d'obtenir des nanoparticules magnétiques. Les plus couramment utilisés sont le cobalt et le fer, ainsi que les oxydes de fer. Bien que les deux premiers aient largement une plus grande magnétisation maximale, le fer et le cobalt résistent mal à l'oxydation. Au contraire, les oxydes de fer ont une très grande inertie chimique, tout particulièrement face à l'oxydation. C'est pourquoi ces oxydes métalliques, plutôt que les métaux, sont utilisés dans des objectifs d'application en milieu réel.

La majorité des particules magnétiques se base sur l'utilisation d'oxydes de fer. Les nanoparticules les plus connus et les plus étudiés sont : Magnétite (Fe_3O_4), Maghémite ($\gamma-Fe_2O_3$), l'hématite ($\alpha-Fe_2O_3$). L'utilisation de ces nanoparticules s'est accrue dans de nombreux domaines de la science et de la technologie et notamment dans le domaine biomédical [93] : imagerie par résonance magnétique, vecteur de médicaments et traitement par hyperthermie des cellules cancéreuses, purification de l'ADN et des cellules, la protection des cellules humaines des rayons ultraviolets. En applications industrielles [94,95] : aimant permanent, dispositifs magnétiques, composants à haute magnétorésistance, capteurs de gaz, catalyseurs.

Les nanoparticules à base de matériaux de fer et/ou de cobalt, matériaux affichant un large éventail de propriétés magnétiques, optiques et électroniques, car ils sont omniprésents dans la nature faciles à synthétiser et à faibles coûts. Les nanoparticules polymorphes à base de fer et/ou de cobalt les plus étudiés sont : le ferrite de cobalt ($CoFe_2O_4$), ferrite de manganèse ($MnFe_2O_4$), ferrite de nickel ($NiFe_2O_4$), ferrite de zinc ($ZnFe_2O_4$), ferrite de cuivre ($CuFe_2O_4$) [96]. Les nanoparticules magnétiques peuvent être dispersées dans différents milieux. Lorsque les particules sont stabilisées dans un liquide porteur, la solution ainsi formée est appelée Ferro-fluide. Les particules magnétiques quasi sphériques peuvent être considérées comme de minuscules aimants permanents.

II.5.4. Application de la méthode Sol- gel au dépôt de couches minces

La préparation de couches minces est une des applications du procédé sol-gel. Le sol-gel ne permet pas encore aujourd'hui d'obtenir des films d'une aussi bonne qualité que ceux fabriqués par des techniques conventionnelles comme le « spin-coating » qui permet de préparer des films avec un taux de fissures et de défauts très bas. Par contre, le « spin-coating » ne permet pas de recouvrir de larges surfaces autant à l'intérieur où à l'extérieur comme des tuyaux, des tubes ou des fibres. Dans ces cas précis, le sol-gel peut être utilisé pour recouvrir complètement ce genre de matériau par trempage, plus couramment appelée « dip-coating »

II.5.4.1. Centrifugation ou *spin-coating*

Cette méthode consiste à déposer par centrifugation un excès de liquide sur un substrat. Cette technique a l'avantage d'être facilement mise en œuvre, pour des investissements modérés. Elle donne d'excellents résultats sur les substrats plans dont les dimensions sont de l'ordre du cm^2 . Cette méthode de dépôt peut être décomposée en quatre phases schématisées sur la *Figure II.5* [97].

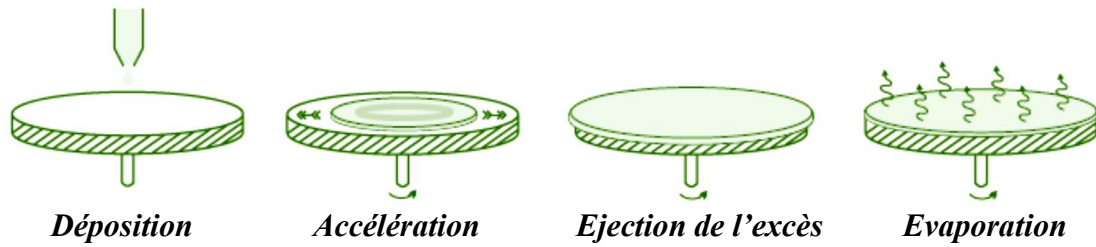


Figure II.5 : Les étapes de dépôt de la technique spin-coating [72].

- Un excès de liquide est distribué sur la surface pendant l'étape de dépôt.
- Dans la deuxième étape, l'accélération provoque l'écoulement du liquide vers l'extérieur de substrat.
- Dans la troisième étape, la rotation à vitesse constante permet l'éjection de l'excès de liquide sous forme de gouttelettes et la diminution de l'épaisseur du film de façon uniforme.
- La dernière étape, c'est l'évaporation des solvants les plus volatils qui accentue la diminution de l'épaisseur du film déposé.

L'épaisseur de la couche déposée dépend de différents paramètres, elle est donnée par la relation [98] :

$$h = A. \left(\frac{3\eta e}{2\rho\omega^2} \right)^{1/3} \quad (\text{II. 12})$$

Avec :

- A une constante sans unité.
- η la viscosité de la solution en $kg. m^{-1}. s^{-1}$.
- ω la vitesse de rotation du substrat en $rad. s^{-1}$.
- ρ la densité de sol en $kg. m^{-3}$.
- e le taux d'évaporation, dans la plupart des applications e est proportionnel à la racine carrée de la vitesse de rotation.

Cette relation montre qu'il est possible, pour une viscosité donnée, d'ajuster l'épaisseur de la couche en fixant la vitesse de rotation.

II.5.4.2. Le dépôt par tirage ou *dip-coating*

Le substrat est retiré verticalement du bain de sol à vitesse constante, entraînant dans son mouvement une couche limite de liquide qui adhère au substrat. Alors qu'en solution, les matériaux présents sont trop dilués pour réagir en nombre, l'évaporation du solvant dans la couche limite provoque une augmentation rapide de la concentration. Les molécules se rapprochent et la gélification est initialisée [87].

La Figure II.6 montre les changements structuraux du film déposé par dip-coating : Trempage, Retrait, Déposition, Couche mince. Tous ces phénomènes physico-chimiques sont simultanés.

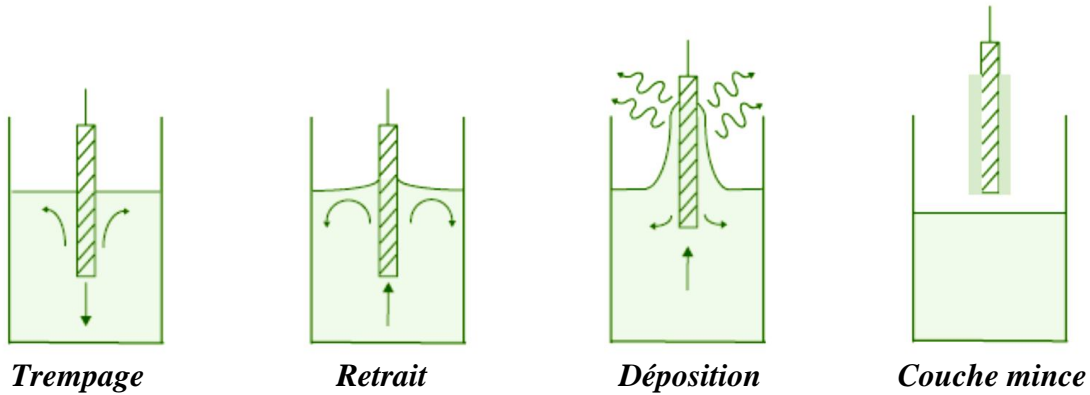


Figure II.6 : Les étapes de la technique dip-coating [72].

D'après la relation de Landau et Levich [99], l'épaisseur du film déposé est proportionnelle aux paramètres suivants : la viscosité du sol, la pression, la force de tirage, la force de gravitation, la résultante des forces de tension superficielles, le gradient de tension de surface.

Il est possible d'ajuster certains paramètres pour obtenir l'épaisseur désirée. Lorsque la viscosité du liquide, et la vitesse de tirage du substrat sont assez importantes pour minimiser la courbure, l'épaisseur du film déposé, notée h est donnée par la relation suivante :

$$h = c. \left(\frac{\eta U}{\rho g} \right)^{1/2} \quad (\text{II. 13})$$

Avec :

- c une constante égale à 0.8 pour un liquide considéré comme newtonien.
- η la viscosité du sol en $kg. m^{-1}. s^{-1}$.
- U la vitesse de tirage en $m. s^{-1}$.
- ρ la densité de sol en $kg. m^{-3}$.
- g la constante de gravité en $N. kg^{-1}$.

Quand la vitesse de tirage du substrat et la viscosité sont faibles (ce qui est souvent le cas dans le procédé sol- gel), la relation précédente est modifiée afin de tenir compte de la tension de surface γ_{lv} , on obtient alors [100] :

$$h = c. \frac{(\eta U)^{2/3}}{\gamma_{lv}^{1/6} \sqrt{\rho g}} \quad (\text{II. 14})$$

Dans ces relations, nous pouvons conclure qu'il suffit de modifier par exemple la vitesse de tirage du substrat, pour faire varier l'épaisseur.

II.6. Cristaux magnéto photoniques

II.6.1. Définition

Une structure périodique est référencée comme un cristal magnéto-photonique, si l'un de ces éléments constitutifs du cristal photonique présente un comportement magnétique. Les cristaux magnéto-photoniques peuvent être classifiés en trois types : cristaux *MP-1D*, cristaux *MP-2D* et les cristaux *MP-3D* selon la variation périodique de la constante diélectrique.

II.6.2. Etat de l'art

Plusieurs groupes de chercheurs ont également traité les cristaux magnéto-photoniques depuis une dizaine d'années, le but est de comprendre le comportement général de ces structures ainsi que le rôle que joue l'arrangement périodique sur la modification des propriétés magnéto-optiques.

Dans cette partie, d'état de l'art des cristaux magnéto-photoniques, quelques travaux qui traitent des cristaux 1D et 2D sont détaillés, ainsi que quelques travaux qui traitent des cristaux magnéto-photoniques 3D sont résumées.

II.6.2.1. Cristaux magnéto photoniques 1D

Les cristaux magnéto-photoniques 1D sont des empilements de couches diélectriques et magnétiques. Ces hétéro structures sont caractérisées par une réponse magnéto optique exaltée. Ce type de système a été bien étudié dans la dernière décennie. En utilisant des matériaux alternants périodiquement avec une grande différence d'indice de réfraction, on peut atteindre une large bande interdite photonique, de façon qu'on peut avoir une forte localisation de la lumière dans la couche magnétique [68]. Les travaux ci-dessous présentent quelques résultats expérimentaux et théoriques concernant la réponse magnéto-optique des cristaux magnéto-photoniques 1D.

Inoue et al [1,2] ont réalisé une structure périodique de cristaux magnéto-photoniques 1D. Elle alterne des couches magnéto optiques *Bi : YIG* à haut indice de réfraction avec des couches d'un matériau *SiO₂* à bas indice de réfraction. Et aussi, ils ont réalisé une structure microcavité à cristaux magnéto photoniques 1D. Elle est formée d'une couche magnéto-optique *Bi : YIG* confinée entre deux réseaux de Bragg. Ces derniers alternent des couches de matériaux *Ta₂O₅*, *SiO₂* respectivement à haut indice et bas indices de réfraction. La couche centrale correspond à un défaut qui laisse passer la lumière au centre de la *BIP*. Ils ont trouvé une rotation Faraday d'environ -0.80° et que la résonance de la structure est située au milieu de la *BIP* vers $\lambda=650$ nm, pour la position de la *BIP* de la structure périodique qui s'étale entre 750-1050 nm et que

l'amélioration de la rotation de Faraday est trouvée au niveau du bord de la bande interdite photonique (Figure II.7 et Figure II.8).

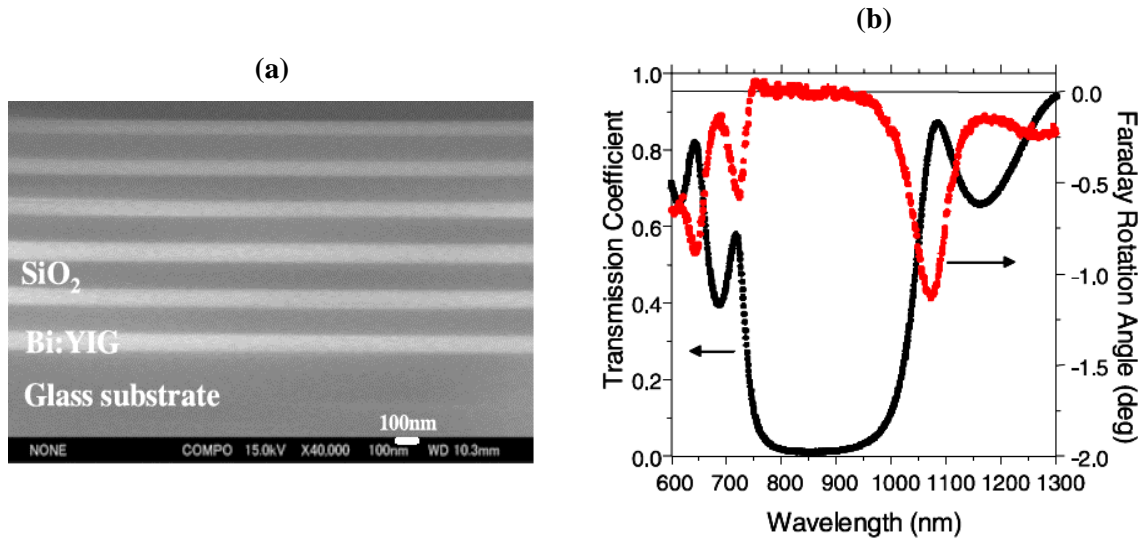


Figure II.7 : (a) Structure périodique 1D collecté par image MEB, (b) Transmission et rotation Faraday en fonction de la longueur d'onde [1].

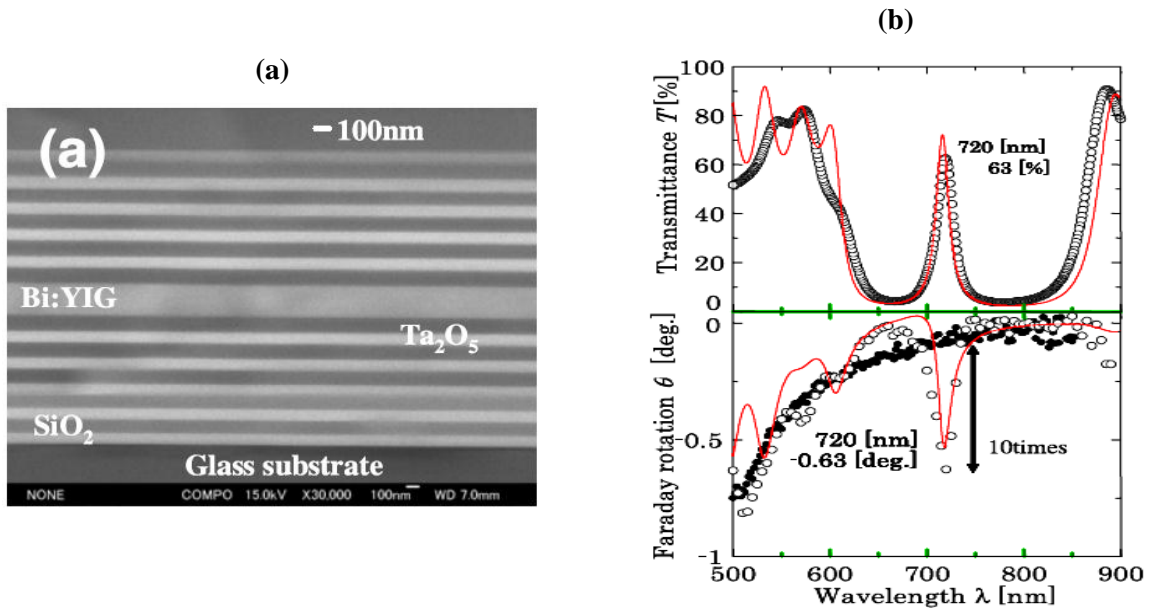


Figure II.8 : (a) Structure microcavité 1D collecté par image MEB, (b) les valeurs théoriques et expérimentales de la transmittance et rotation Faraday en fonction de la longueur d'onde [1].

D'autres auteurs ont également modélisé théoriquement et montré expérimentalement l'exaltation de la valeur de la rotation Faraday dans des cristaux magnéto-photoniques 1D, le Tableau II.2 illustre quelques structures étudiées des cristaux magnéto-photoniques 1D. Les principales différences entre ces réalisations et celle d'*Inoue et al* sont l'utilisation d'autres matériaux magnéto-optiques ainsi que la variation des épaisseurs des couches qui constituent la structure.

Auteurs	Matériaux magnéto-optiques	Epaisseurs des couches	Types de structure
Shimizu et Tanaka [75]	GaAs/ Si Dopée (GaAs : MnAs)/AlAs	$d_{\text{GaAs}} = 115 \text{ nm}$ $d_{\text{Si Dopée}} = 230 \text{ nm}$ $d_{\text{AlAs}} = 134 \text{ nm}$	Structure microcavité 1D
Zhdanov et al [101]	Bi : YIG/SiO ₂	$d_{\text{Bi : YIG}} = 93 \text{ nm}$ $d_{\text{SiO}_2} = 143 \text{ nm}$	Structure périodique 1D
Hamidi et al [102]	(Ta ₂ O ₅ : SiO ₂)/ Bi : YIG/ (SiO ₂ : Ta ₂ O ₅)	$d_{\text{Ta}_2\text{O}_5 : \text{SiO}_2} = 30 \text{ nm}$ $d_{\text{Bi : YIG}} = 150 \text{ nm}$ $d_{\text{SiO}_2 : \text{Ta}_2\text{O}_5} = 30 \text{ nm}$	Structure microcavité 1D
Inui et al [103]	SiO ₂ / SiO ₂ Dopée COFe ₂ O ₄ / TiO ₂	$d_{\text{SiO}_2} = 90 \text{ nm}$ $d_{\text{SiO}_2 \text{ Dopée}} = 166 \text{ nm}$ $d_{\text{TiO}_2} = 60 \text{ nm}$	Structure microcavité 1D
Gaiyan et al [104]	SiO ₂ / Bi : YIG/ Ta ₂ O ₅	$d_{\text{SiO}_2} = 460 \text{ nm}$ $d_{\text{Bi : YIG}} = 1525 \text{ nm}$ $d_{\text{Ta}_2\text{O}_5} = 697 \text{ nm}$	Structure multi-cavité 1D
Reza et Abdolrahman [105]	SiO ₂ / Ce : YIG	$d_{\text{SiO}_2} = 260 \text{ nm}$ $d_{\text{Ce : YIG}} = 175 \text{ nm}$	Structure périodique 1D
Jalali et Hessamodini [106]	SiO ₂ / Bi : YIG	$d_{\text{SiO}_2} = 89.4 \text{ nm}$ $d_{\text{Bi : YIG}} = 89.5 \text{ nm}$	Structure périodique 1D

Tableau II.2 : quelques structures étudiées théoriquement et montré expérimentalement pour les cristaux magnéto photoniques 1D.

Zamani et al [107] ont proposé une structure intéressante (Figure II.9), puis ils ont étudié la transmission et la dépendance de la rotation Faraday d'une structure multi-cavité à cristaux magnéto-photoniques 1D en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques $\Phi\%$. La Figure II.10 illustre la transmission et la rotation Faraday de cette structure.

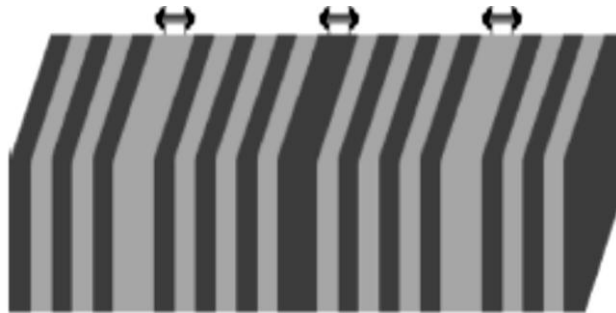


Figure II.9 : Représentation de structure multi cavités à cristaux magnéto photoniques 1D.

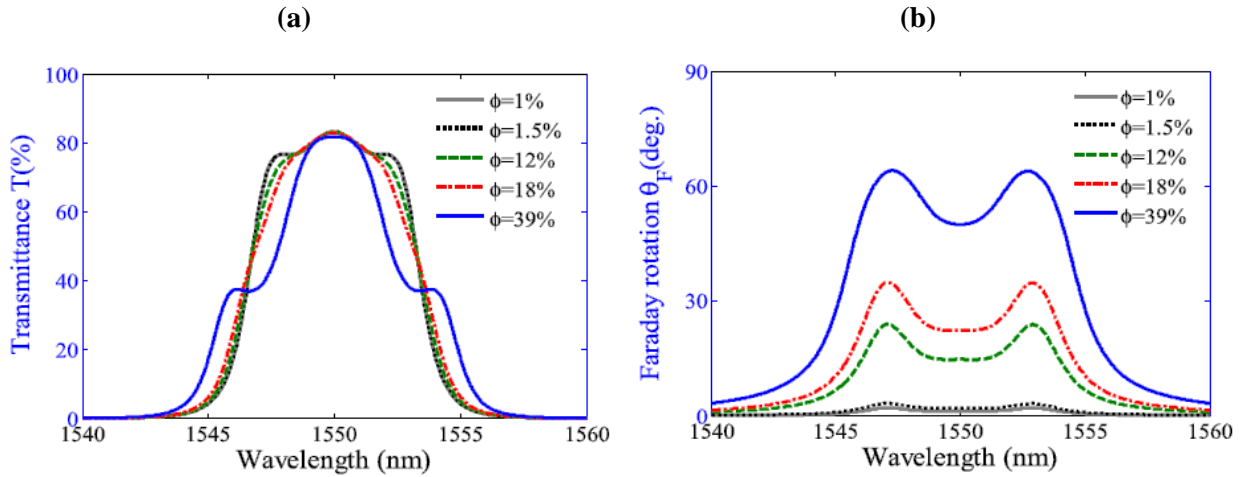


Figure II.10 : Transmission et rotation de Faraday d'une structure multi-cavité à cristaux magnéto-photoniques 1D pour différents concentration des nanoparticules magnétiques VF% [107].

D'autres auteurs ont cherché à optimiser l'exaltation des effets magnéto-optiques dans les structures microcavité à cristaux magnéto-photoniques 1D. Ainsi, plusieurs défauts sont introduits dans la structure périodique 1D pour réaliser une structure multi cavités. *Levy et al* [108] ont utilisé des structures multi-cavités qui alternent un matériau magnéto-optique (*Ce : YIG*) à haut indice de réfraction ($n=2.21$) avec un matériau diélectrique (*GGG*) à bas indice de réfraction ($n=1.92$), pour montrer théoriquement qu'on peut atteindre une valeur de rotation Faraday de 45° . Cette dernière est nécessaire pour la réalisation d'un isolateur Faraday.

On retient de ces travaux que la structuration périodique 1D est un moyen efficace pour exalter la valeur de la rotation Faraday en bords de la *BIP*. De plus, l'introduction des défauts au sein de cette structure conduit à une exaltation à l'intérieur de la *BIP*.

II.6.2.2. Cristaux magnéto-photoniques 2D

Les travaux expérimentaux ainsi que les modélisations théoriques qui traitent des cristaux magnéto-photonique 2D, sont nettement moins nombreux que ceux qui traitent des cristaux magnéto-photoniques 1D. Nous pouvons remarquer deux types des études. La première à base de structure hybride entre une structure 1D et 2D à condition que l'un d'eux se forme de structure magnétique [109]. La seconde est l'étude des cristaux photoniques 2D purs avec une variation périodique à deux dimensions de la permittivité [110]. Les deux travaux ci-dessous présentent des résultats expérimentaux et théoriques.

Jalali et al ont étudié théoriquement la possibilité d'exalter la valeur de la rotation Faraday en utilisant un cristal magnéto-photonique 2D [111]. La *Figure II.11(a)* montre une structure 2D formée de trous d'air dans une couche d'un matériau diélectrique avec un défaut au centre formé

d'une couche de *BIG* d'épaisseur $3a$ où a est la période de réseau. Cette structure est illuminée sous incidence normale par une onde polarisée *TM*, le champ électrique est orienté parallèlement au plan d'incidence. La *Figure II.11.b* et la *Figure II.11.c* représentent respectivement la transmittance et la rotation Faraday.

Une exaltation de la valeur de la rotation Faraday est observée dans la zone où se trouve le pic de résonance à l'intérieur de la *BIP*. Cette valeur est trois fois supérieure à celle de la valeur de la rotation Faraday intrinsèque du *BIG* [111].

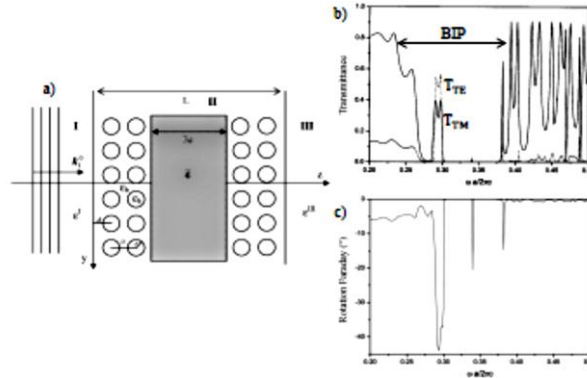


Figure II.11 : (a) Structure magnéto-photonique 2D, (b) Bande gap pour les modes *TM* et *TE*, (c) rotation Faraday en fonction de la fréquence normalisée [111].

Vanwolleghem et al [112] ont étudié théoriquement la transmission et la bande interdite magnéto-optique des cristaux magnéto-photoniques 2D en variant l'angle d'incidence de lumière φ , avant et après la structure magnéto-photonique. La structure considérée est formée d'un réseau de trous d'air sous forme de caractère *T* dans une couche d'un matériau magnéto-optique *BIG* d'indice de réfraction $n=2.25$.

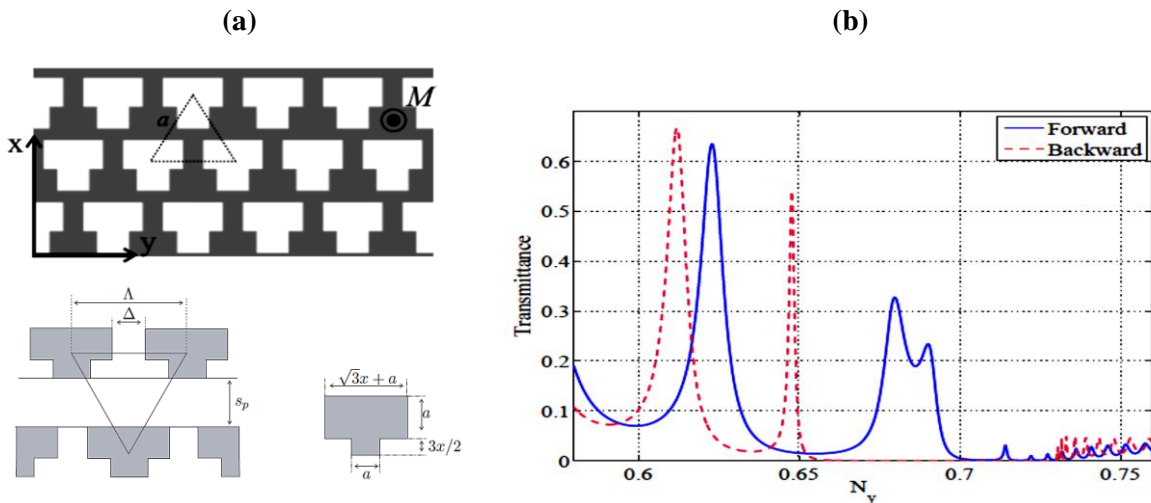


Figure II.12 : (a) Schéma de structure magnéto-photonique 2D, (b) Transmittance en fonction de polarisation de la lumière [112].

La *Figure II.12* présente la dépendance de la bande interdite en fonction de de polarisation de la lumière, le champ optique est orienté selon l'angle d'incidence de lumière φ avant et après la structure magnéto-photonique.

Ces travaux montrent théoriquement que l'exaltation de la valeur des effets magnéto-optiques des *BIP* est également possible en utilisant les cristaux magnéto-photoniques 2D.

II.6.2.3. Cristaux magnéto-photoniques 3D

Les travaux qui traitent la modification des effets magnéto-optiques dans les cristaux magnéto-photoniques 3D ne sont pas nombreux. Il semble que ce n'est pas si facile d'obtenir un arrangement 3D avec le *YIG* qui est le matériau magnéto-optique le plus connu. En effet, la majorité des cristaux magnéto-photoniques 3D ont été faites en utilisant des opales de silice. Dans le *Tableau II.3*, on résume la plupart des travaux et publications qui traitent les cristaux magnéto-photoniques 3D réalisée pour différentes paramètres (*diamètre de microbilles R, épaisseur de structure H, rayon de nanoparticules Rn, fraction volumiques VF%*).

Auteurs	Matériaux magnéto-optiques	Paramètres de structure	Résultats magnéto-optique
<i>Koerdt et al [113]</i>	Opales directes remplis avec paramagnétique de glycérol saturée de dysprosium-nitrate.	$260 \leq R \leq 275 \text{ nm}$ $H = 1 \text{ mm}$	<ul style="list-style-type: none"> • <i>BIP</i> positionne à 573 nm. • Amélioration de θ_f de 5 rads a 20 rads.
<i>Baryshev et al [114]</i>	Microbilles de silice remplis avec : <ul style="list-style-type: none"> • Fe_{304}. • $Bi_{0.5}Y_{2.5}Fe_{5}O_{12}$. • $Tb_3Ga_5O_{12}$. • <i>TGG</i>. 	$R = 300 \text{ nm}$ $VF = 26 \%$	<ul style="list-style-type: none"> • même position de <i>BIP</i> pour différents types de matériaux. • l'augmentation de <i>VF</i> conduit à la diminution de la transmission. • θ_f en bords de la <i>BIP</i>.
<i>Pavlov et al [115]</i>	Opale de silice dopée avec la magnétite.	$R = 290 \text{ nm}$ $H = 5 \mu\text{m}$ $20 \% \leq VF \leq 70 \%$	<ul style="list-style-type: none"> • <i>BIP</i> : 689 nm, et $\theta_f = -0.1^\circ$. • Amélioration de l'effet de <i>Kerr</i>.
<i>Simkienė et al [116]</i>	Opales modifiées par des nanoparticules de cobalt.	$250 \leq R \leq 300 \text{ nm}$ $1 \leq Rn \leq 8 \text{ nm}$ $VF = 2 \%$	<ul style="list-style-type: none"> • <i>BIP</i> : 605 nm. • la rotation Faraday est exaltée au voisinage de la <i>BIP</i>.
<i>Caicedo et al [117]</i>	Opales inverses infiltrées avec des nanoparticules de nickel.	$R = 320 \text{ nm}$ $8 \leq Rn \leq 15 \text{ nm}$	<ul style="list-style-type: none"> • <i>BIP</i> positionne vers 537 nm. • θ_f importante.
<i>Murai et al [118]</i>	Microbilles de silice dopées avec nanoparticules de maghémite.	$R = 263 \text{ nm}$ $H = 10 \mu\text{m}$ $VF = 21.2 \%$	<ul style="list-style-type: none"> • <i>BIP</i> : 620 nm. • θ_f est améliorée au milieu de la <i>BIP</i>.
<i>Volotinen et al [119]</i>	Microbilles de silice dopées de nanoparticules magnétiques de Fe_{304} .	$R = 440 \text{ nm}$ $Rn = 8 \text{ nm}$	<ul style="list-style-type: none"> • <i>BIP</i> : 540 nm. • θ_f importante.

Tableau II.3 : Résultats magnéto optiques des travaux et publications qui traitent les cristaux magnéto photoniques 3D.

On peut conclure qu'en utilisant les cristaux magnéto-photoniques 3D, l'exaltation de la valeur des effets magnéto-optiques, notamment la valeur de la rotation Faraday, n'est pas aussi évidente comme dans le cas des cristaux magnéto-photoniques 1D et 2D.

II.7. Quelques applications des cristaux magnéto-photoniques

Les cristaux magnéto-photoniques conduisent principalement à la formation des bandes interdites magnéto-photoniques, à l'augmentation de rotation de Faraday, au phénomène de résonance magnétique, au déplacement de champ et l'existence de modes magnétiques. Différentes applications utilisant les cristaux magnéto-photoniques 1D et 2D sont présentées dans la section suivante.

II.7.1. Isolateur a rotation Faraday

Les composants non réciproques à deux ports permettant la propagation des signaux selon un sens de propagation et bloquant selon l'autre sens sont appelés isolateurs. Ces composants sont utilisés pour protéger les autres composants optiques, notamment les sources lasers, des réflexions de la lumière parasite provenant des divers composants optiques situés tout le long de la liaison. On peut alors présenter l'isolateur optique par un filtre unidirectionnel qui permet la propagation de la lumière dans le sens direct et l'interdiction dans le sens retour.

Le principe de fonctionnement des isolateurs commerciaux actuels est basé sur la rotation de Faraday comme il est schématisé sur la *figure II.13*. La section non réciproque est constituée de trois parties importantes : un tronçon magnéto-photonique au centre responsable de la rotation de polarisation et deux polariseurs optiques un à l'entrée et l'autre en sortie du système non réciproque. Par conséquent, le plan de rotation de la lumière tourne de 45° par effet Faraday. Toute lumière réfléchi aura après un second passage dans ce tronçon une polarisation croisée avec le polariseur d'entée et l'isolation est donc obtenue.

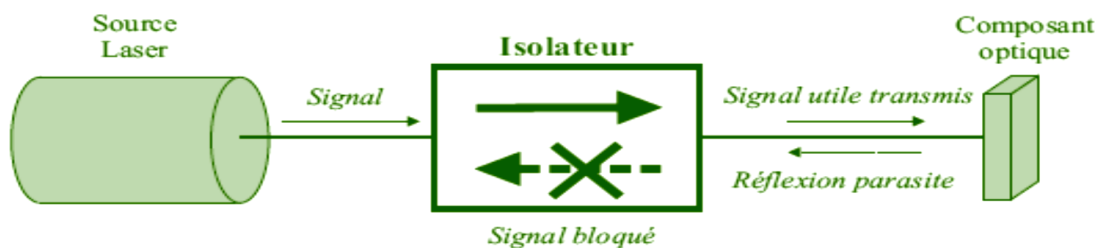


Figure II.13 : Fonctionnement schématisé d'un isolateur a rotation Faraday.

Plusieurs auteurs ont cherché à modéliser au mieux la géométrie de structure 2D à base de cristaux magnéto-photoniques afin d'améliorer l'effet non-réciproque de rotation de Faraday. Les résultats montrent que les indices des éléments non diagonaux, la hauteur de la structure

magnétique et la largeur W du guide a cristaux magnéto-photoniques jouent un rôle prépondérant sur l'effet non-réciproque. Ces travaux sont intéressants pour la réalisation d'un isolateur intégré à base de décalage de phase non réciproque [120].

II.7.2. Circulateurs magnéto- photoniques

Les circulateurs magnéto-photoniques sont des dispositifs non-réciproques très utilisés dans les systèmes de télécommunication à double sens tels que les radars, la téléphonie mobile ou les liaisons satellitaires.

Un circulateur est représenté par un hexapôle formé d'au moins de trois ports d'accès orientés à 120° les uns des autres autour d'une cavité résonnante. La Figure II.14 donne la représentation d'un circulateur, où a_1 , a_2 et a_3 , sont les amplitudes des ondes incidentes dans le circulateur en Y à trois voies et b_1 , b_2 et b_3 sont les amplitudes des ondes réfléchies au niveau des trois ports.

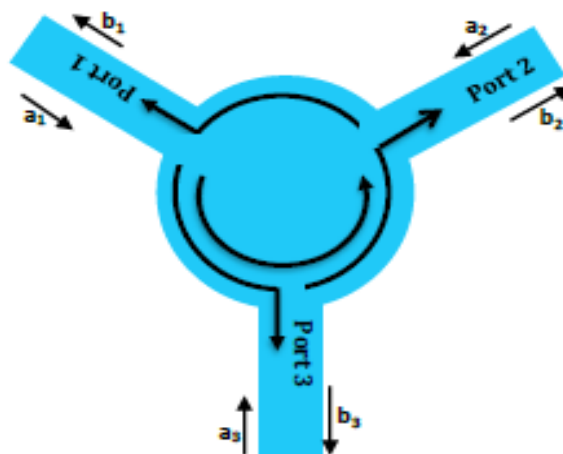


Figure II.14 : Schéma de principe d'un circulateur en Y à trois ports.

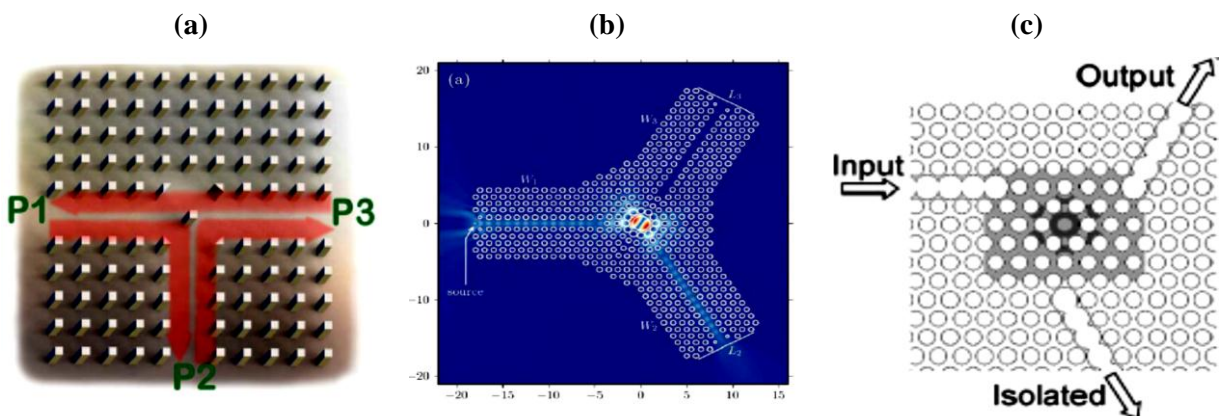


Figure II.15 : Différents types de circulateur magnéto-photonique à trois ports : (a) Circulateur en T [121], (b) Circulateur en Y [5], Circulateur en Moulin à vent [122].

Le principe de fonctionnement d'un circulateur est tel que, lorsqu'un champ magnétique transversal est appliqué à l'onde électromagnétique, le signal entrant sur un port d'accès ne peut ressortir que sur l'un des deux ports alors que le troisième port d'accès joue le rôle d'un isolateur. Il existe différentes conceptions de circulateurs à cristaux magnéto-photoniques 2D, la *figure II.15* présentée les différents types de circulateur les plus étudiés à base de cavité résonnante couplée à des guides d'ondes.

II.7.3. Autres dispositifs a cristaux magnéto-photoniques

Les cristaux magnéto-photoniques sont également employés en deux catégories principales de dispositifs hyperfréquences non réciproques : les filtres *Add-Drop* magnéto-photoniques et les déphaseurs ou modulateur *Mach-Zehnder*.

Wang et Fan [123] ont présenté une approche de conception d'un filtre *Add-Drop* magnéto-photoniques à base de cavité résonnante couplée à deux guides d'ondes. La structure proposée (*figure II.16*) est un cristal magnéto-photonique 2D formée de trous d'air dans une couche de *BIG* où un défaut ponctuel est introduit au centre pour réaliser la cavité résonnante.

Les résultats montrent que le filtre *Add-Drop* magnéto-photonique se comporte comme un résonateur qui permet d'extraire les signaux en les aiguillant dans une autre direction.

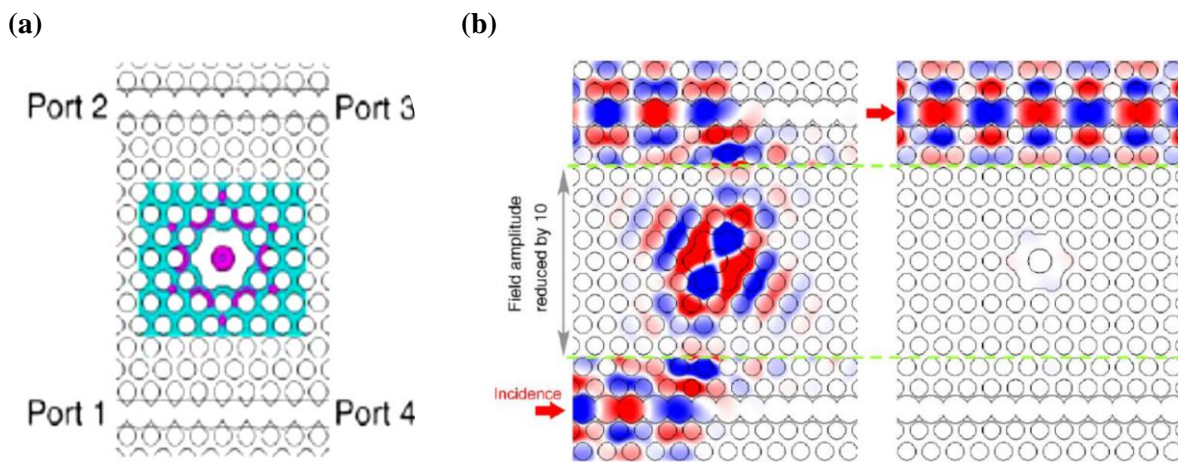


Figure II.16 : (a) Représentation schématique de filtre *Add-Drop* magnéto-photonique 2D, (b) transmission non réciproque peut être observée lorsque la structure est excitée par une fréquence de $0,33988$ (c/a) à partir du port 1 et port 2 [123].

Les déphaseurs non réciproques à cristaux magnéto-photoniques sont essentiellement employés dans les systèmes d'antennes à balayage électronique et les systèmes Radar. Par exemple, un déphasage entre les multiples sources d'un réseau d'antennes permet de donner naissance à un balayage électronique, en retardant plus ou moins les ondes électromagnétiques alimentant chaque source du réseau.

Le déphaseur non réciproque est un dispositif à deux ports capable de produire un retard du signal optique qui le traverse. Le principe est basé sur la combinaison des effets du décalage de phase non-réciproque Φ pour le sens aller et le sens retour sans réflexion ou d'atténuation.

Kono et Koshiba [124] ont présenté le décalage de phase non-réciproque des modes *TE* dans les guides d'onde à cristaux magnéto-photoniques. Cet effet entraîne une différence de constante de propagation de la lumière dans le guide entre le sens aller et le sens retour.

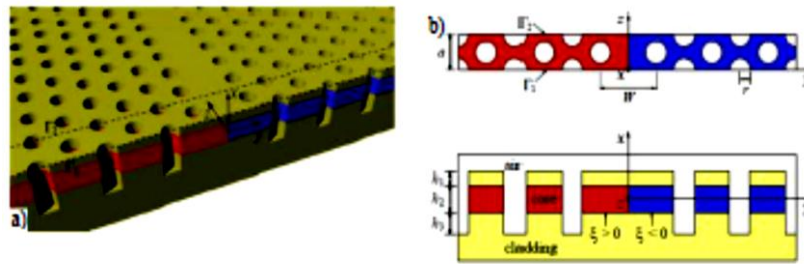


Figure II.17 : (a) Structure de déphaseur magnéto photonique, (b) vue de dessus et vue de côté d'une coupe transversale [125].

La structure magnéto-photonique 2D étudiée dans la *Figure II.17* est constituée de deux domaines magnétiques aimantés dans les directions opposées et parallèlement à l'axe x . La géométrie de la structure consiste à confiner une couche magnétique d'épaisseur ($n = 2,3$) entre deux couches diélectriques ($n = 1,45$). Ensuite, des trous d'air disposés en hexagone traversent l'épaisseur des trois couches. *Kono et Koshiba* ont cherché à modéliser au mieux la géométrie de cette structure 2D afin d'améliorer l'effet non-réciproque de décalage de phase.

II.8. Conclusion

Dans ce chapitre, les structures magnéto-photoniques périodiques à base des matériaux magnéto-optiques sont étudiées. Dans la première partie on a présenté un aperçu général sur les propriétés magnétiques des différentes formes des matériaux magnéto-optiques qui sont la base des applications non réciproques. Puis, les théories des matériaux magnéto-optiques : telles que, La non réciprocity et propagation des ondes optiques dans un matériau magnéto-optiques, l'origine de l'effet magnéto-optique et la rotation de Faraday sont présentés. Par ailleurs, nous avons présenté les développements faits dans le domaine des matériaux magnéto-optiques. Cette partie a également présentée, les matériaux magnéto-optiques classiques utilisés dans l'intégration des composants à effet non-réciproque ainsi que le matériau magnéto-optique composite élaboré par voie sol-gel. En plus, un aperçu général sur les cristaux magnéto-photoniques est présenté dans ce chapitre. L'utilisation de ces dernières structures permet l'amélioration des effets magnéto-optiques. La dernière partie également présente quelques applications des cristaux magnéto-photoniques, notamment les isolateurs, les circulateurs, les déphaseurs et les filtres.

L'utilisation de ces structures magnéto-photoniques ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions magnéto-optiques lorsqu'on introduit les conditions de défauts. Dans le chapitre suivant nous allons étudier les propriétés optiques des cavités à cristaux photoniques et magnéto-photoniques en fonction des paramètres physiques et géométriques.

CHAPITRE III
CAVITES A CRISTAUX PHOTONIQUES A
FAIBLE INDICE DE REFRACTION

III.1. Introduction

Un attrait majeur des cristaux photoniques 2D repose sur l'insertion de défauts au sein du cristal photoniques. Les géométries possibles peuvent aller de la modification de la taille, la position ou de l'indice d'un seul ou de certains motifs du cristal. Ces défauts peuvent générer des états permis aux fréquences de la bande interdite du cristal parfait et être ainsi le support d'un champ électromagnétique propagatif pour ces fréquences. En raison des facteurs de qualité élevés, l'utilisation de ces structures ouvre notamment des recherches et permis une avancée considérable vers la miniaturisation des composants d'optique intégrée et une amélioration de leurs performances.

Ce chapitre est consacré à une description générale des cavités à cristaux photoniques à faible indice de réfraction de la matrice diélectrique composé de SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 . Il est divisé en deux parties.

La première partie porte sur les principales notions concernant les cavités à cristaux photoniques bidimensionnels, notamment la notion de facteur de qualité et de volume modal. Puis nous décrivons la géométrie des différents types de cavités à défauts ponctuels et cavités à défauts couplés.

La deuxième partie sera consacrée à la présentation des résultats de simulation obtenus sur les cavités à cristaux photoniques à faible indice de réfraction. Ces derniers sont obtenus en considérant des structures triangulaires 2D à base de la matrice composée de SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 . En effet, les cavités de type H_1 et L_3 ont été l'objet de recherche intense depuis une dizaine d'années. L'intérêt particulier prêté à ce type de cavité vient du fait qu'elles présentent des facteurs de qualité extrêmement élevés.

III.2. Etude théorique des cavités à cristaux photoniques

III.2.1. Définition de la cavité

Historiquement, les premières cavités ont été réalisées à partir de structures unidimensionnelles en optique guidée en 1996 par *Krauss et al* [125], et en 1997 par *Labilloy et al* avec des cristaux photoniques bidimensionnels [7]. Les excellentes propriétés de réflexion du cristal photonique environnant permettent d'avoir des facteurs de qualités élevés pour les modes résonnants dans le plan. Des valeurs de l'ordre de 1000 sont rapportées dans un premiers temps en 1999 [126], puis des valeurs de 1400 et 4000 sont observées en 2001 [127].

Une microcavité optique à cristaux photoniques est une structure, à l'échelle du micromètre, capable de piéger la lumière pour un temps donné. Ces dernières années, un intérêt

croissant a été porté aux cavités à cristaux photoniques, qui sont des structures permettant de confiner fortement la lumière et d'obtenir ainsi des facteurs de qualités très élevés.

Ces cavités ont en effet de nombreuses applications, l'application la plus importante d'une microcavité est liée à sa propriété de ne laisser passer qu'une bande très étroite de fréquences permettant de réaliser des filtres en longueur d'onde. En télécommunication, il est déjà commun de multiplexer l'information, c'est-à-dire d'injecter dans une même fibre optique plusieurs longueurs d'onde différentes qu'il faut pouvoir filtrer en sortie. Le critère pour ces applications demeure la réalisation des cavités avec des facteurs de qualité élevés et avec des volumes modaux petits.

III.2.2. Caractéristiques des cavités à cristaux photoniques

Les cavités optiques sont caractérisées par trois grandeurs. La première caractérise la position et l'existence des modes de résonance dans la bande interdite photonique ; c'est la longueur d'onde de résonance λ_0 . La seconde caractérise la capacité du résonateur à stocker des photons résonants, c'est le facteur de qualité Q du mode de résonance. La dernière grandeur qui refléchet l'aptitude de la cavité à stocker spatialement un mode de résonance, c'est le volume modal V .

III.2.2.1. La résonance

Dans un cristal photonique, l'introduction d'un défaut ponctuel (un motif modifié, ou absent...) conduit au minium à l'existence d'un mode localisé dont la fréquence se situe dans la bande interdite photonique (mode de résonance). Si le cristal est infini et sans perte et que l'on arrive à exciter ce mode de résonance, l'énergie ainsi stockée ne décroît jamais. Dans la réalité, le cristal est forcément fini, le champ électromagnétique du mode de résonance décroît exponentiellement en s'éloignant du défaut et finit par se coupler aux modes de rayonnement hors du cristal.

III.2.2.2. Facteur de qualité

Le facteur de qualité est défini comme étant la mesure universelle de la capacité d'une cavité à conserver l'énergie [128]. Par définition, le confinement d'un mode dans la cavité à une pulsation ω_0 correspond au taux de pertes mesuré lors d'une oscillation du champ à cette même fréquence. Plus explicitement, cela correspond donc au rapport entre l'énergie stockée à l'intérieur de la cavité W et la puissance dissipée p , soit :

$$Q = \omega_0 \frac{W}{p} \tag{III.01}$$

En supposant que la puissance dissipée correspond à l'opposé de la variation temporelle de l'énergie stockée dans la cavité, on a :

$$\frac{dW}{dt} = -p = -\omega_0 \frac{W}{Q} \quad (\text{III.02})$$

La solution de cette équation différentielle du premier ordre a pour solution :

$$W(t) = \omega_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{Q}} \quad (\text{III.03})$$

Par conséquent une représentation du champ peut s'écrire de la façon suivante :

$$E(t) = E_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q}} e^{j\omega_0 t} \quad (\text{III.04})$$

Le confinement modal pouvant être caractérisé au choix dans le domaine temporel ou fréquentiel, la transformée de Fourier nous permet de passer de l'un à l'autre et d'obtenir ainsi l'expression du champ électrique dans l'espace fréquentiel suivant :

$$E(\omega) = E_0 \frac{1}{\frac{\omega_0}{2Q} + j(\omega - \omega_0)} \quad (\text{III.05})$$

La représentation fréquentielle du champ se présente donc sous la forme d'une lorentzienne centrée à ω_0 et de largeur à mi-hauteur (FWHM) $\Delta\omega$. A partir l'expression III.05, nous pouvons obtenir une autre expression du facteur de qualité III.06 :

$$\left| E\left(\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}\right) \right|^2 = \frac{1}{2} |E(\omega_0)|^2 \Rightarrow \Delta\omega = \frac{\omega_0}{Q} \quad (\text{III.06})$$

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (\text{III.07})$$

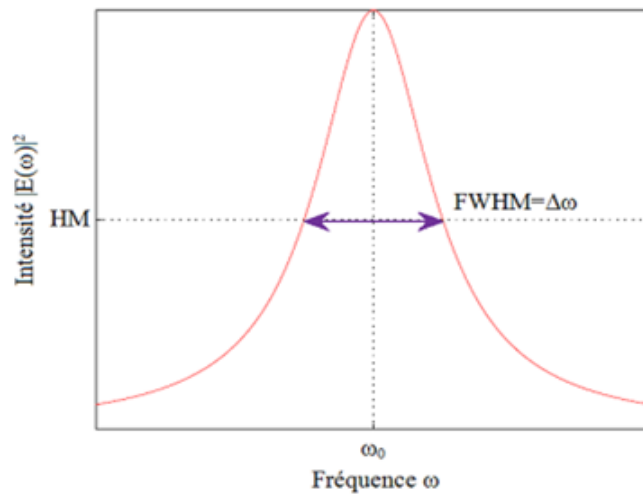


Figure. III.1 : Représentation fréquentielle de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centré à la fréquence ω_0 [128].

On définit alors le facteur de qualité Q comme étant le rapport entre la longueur d'onde de résonance λ_0 , à la largeur à mi-hauteur du pic $\Delta\lambda$. Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière.

III.2.2.3. Le volume modal

Les cavités à cristaux photoniques qui confinent fortement la lumière auront des applications nombreuses dans le domaine de l'optique intégrée. Dans ces applications, il est nécessaire de réaliser des cavités à cristaux photoniques ayant à la fois un facteur de qualité Q élevé et un volume modal V petit.

Le volume modal caractérise le confinement spatial de la lumière au sein de la cavité. Il correspond au volume effectif occupé par le champ dans la cavité. Le volume modal est défini comme suit :

$$V = \frac{\iiint \varepsilon_r(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{\max [\varepsilon_r(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2]} \quad (\text{III.08})$$

Où $\varepsilon_r(\vec{r})$ désigne la fonction diélectrique du matériau et $\vec{E}(\vec{r})$ le champ électrique.

Le volume modal est très souvent exprimé en unité de $(\lambda/n)^3$.

Le rapport Q/V détermine l'intensité d'interactions des cavités et une cavité ultra- petite permet de plus une intégration à très grande échelle ainsi qu'une opération monomode pour une plage de fréquences large [129]. Par conséquent, le rapport Q/V est un indice critique pour apprécier les microcavités à cristaux photoniques.

III.2.3. Géométrie des cavités

La géométrie des cavités à cristal photonique est un sujet dont l'étude provoque un engouement important depuis un peu plus d'une dizaine d'années. Il existe de nombreux degrés de liberté lors de la conception de microcavités à base de cristaux photoniques 2D. En particulier, il est possible, pour un type de réseau choisi, d'ajuster le paramètre de maille [130], et le facteur de remplissage [130]. Ces paramètres responsables de la position spectrale et le facteur de qualité des modes résonants et influencent directement les propriétés de structure à partir de bande associée, déterminant notamment la gamme de longueurs d'onde fonctionnelle. Les modifications en question de facteur de qualité élevé sont principalement liées à la position et la forme des trous situés aux bords de la cavité [129].

La forme, la nature et la taille [131, 132] du défaut formant la cavité, sont responsables de la répartition électromagnétique, de l'énergie et du nombre de modes admis dans la cavité. Au

final, on perçoit toute la richesse relative à la réalisation de telles cavités : très schématiquement, il est possible d'ajuster le facteur de qualité du mode de résonance, via le contrôle de la distribution des modes piégés dans la cavité, ainsi que via le choix du défaut.

III.2.4. Cavités à cristaux photoniques 2D de différentes géométries

Dans le cas des cavités à cristaux photoniques bidimensionnels réalisés dans un réseau triangulaire de trous d'air, il y a plusieurs types de cavités à cristaux photoniques qui ont attiré l'attention de nombreux chercheurs ces dernières années. En regard de leur structure géométrique, on peut globalement classer ces cavités en deux grandes classes : cavités à défauts ponctuels (géométrie simple) et cavités à défaut couplés (géométrie complexe). Dans ce qui suit, les principaux types de cavités pour les deux catégories ayant un grand facteur de qualité sont présentés.

III.2.4.1. Cavités à défauts ponctuels

Les propriétés des cavités à défauts ponctuels peuvent être accordées en changeant légèrement leur forme, par exemple en ajustant la taille et la position de certains des trous environnants, pour augmenter le facteur de qualité Q .

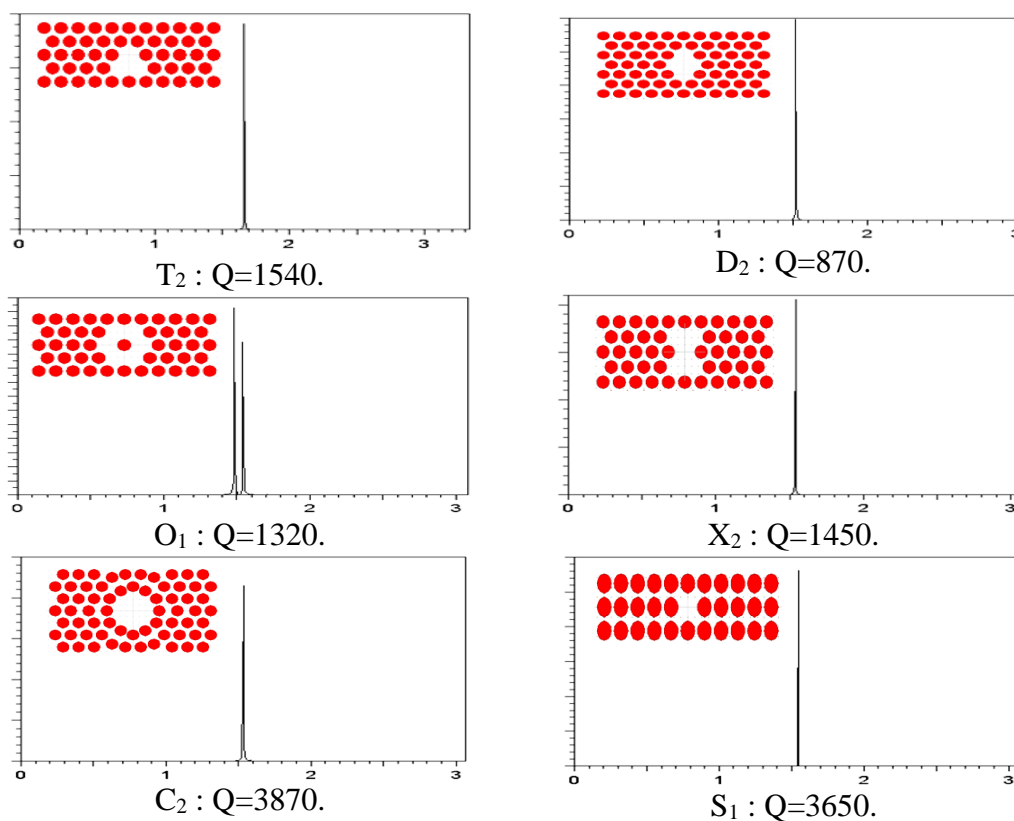


Figure. III.2 : Quelques exemples des types de cavités à défauts ponctuels.

Les cavités à défauts ponctuels sont généralement regroupées en deux catégories : Les défauts du type H_n et ceux du type L_n . ce sont ces deux types de défauts qu'on adoptera durant tout notre travail. Ces cavités L_n et H_n ne semblent pas être le seul type dans les cavités à défauts ponctuels, Il existe plusieurs types de cavités à défauts ponctuels comme il est illustré dans la *figure III.2*, elles dépendent de la forme de réseau (triangulaire ou carré), ou du nombre de défauts (omission d'un trou ou plusieurs trous) tel que : cavités triangulaires T_n , cavités en anneau O_n , cavités carrées S_n , cavités en diamant D_n , cavités circulaires C_n et cavités X_n .

a. Les cavités H_n

Les cavités H_n correspondent à l'omission d'un hexagone de n trous de côté, comme il est représenté dans la *Figure III.3*, Les cavités connues sous le nom H_0 et H_1 sont des structures intéressantes car elles ne présentent qu'une seule fréquence de résonance correspondant à deux modes dégénérés. Les méthodes d'optimisation du facteur de qualité pour ces deux types de cavité sont similaires. En déplaçant les trous au bord de la cavité à une distance appropriée, on peut obtenir un facteur de qualité plus élevé qu'avec la structure originale. De nombreuses études ont été consacrées à son comportement [8, 131, 133].

Plusieurs groupes de chercheurs ont également traité les cavités H_n à cristaux photoniques depuis une dizaine d'années, le but est l'optimisation du facteur de qualité de ces cavités. *Nomura et al* démontrent qu'un facteur de qualité, à 33 000 a été obtenu par la cavité H_0 [134]. Une version optimisée de la cavité H_1 a atteint un facteur de qualité 66 000 par le groupe de *Kreuzer et al* [135]. Le meilleur facteur de qualité obtenu dans ce type de cavité était de 1.23×10^6 [136].

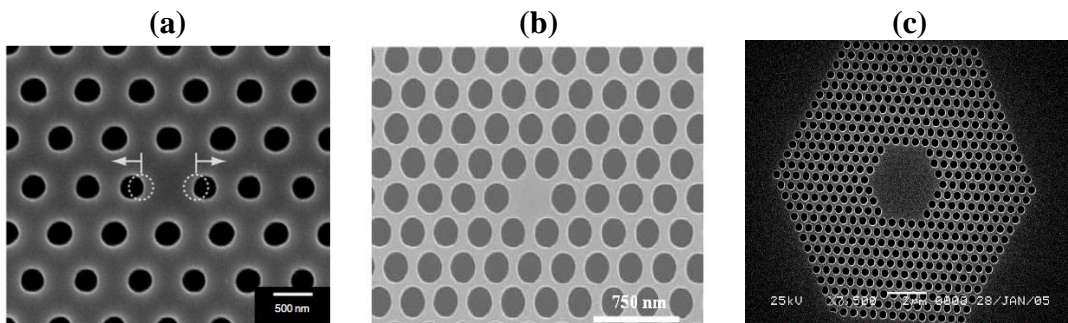


Figure. III.3 : Exemples de cavités de types H_n : (a) cavité H_0 [137], (b) cavité H_1 [138], cavité H_4 [126].

b. Les cavités L_n

Les cavités L_n sont linéiques et consistent en l'omission de n trous alignés sur la même rangée dans la direction ΓK . La figure suivante présente quelques exemples de cavité L_n à cristaux photoniques 2D [139].

Les cavités de types L_3 ont des modes dont les facteurs de qualité ne dépassent pas quelques milliers. Toutefois il est possible d'obtenir de forts facteurs de qualité avec ce type de cavités, surtout depuis les travaux d'*Akabane et al* qui ont démontré l'importance d'un confinement progressif de la lumière grâce à l'optimisation de la position des trous aux extrémités de la cavité [8]. Grâce à cela ils ont également exploré la piste des cavités linéiques modifiées, qui permettent de multiplier par 9 le facteur de qualité par rapport aux cavités linéiques simples (45 000 par rapport à 5000). Une structure optimisée de ces cavités pourrait atteindre théoriquement un facteur de qualité de 550 000 pour une microcavité linéique L_2 [9], et 1 870 000 en silicium pour la cavité linéique L_3 [140]. Théoriquement, une version très optimisée de ces cavités permettraient d'atteindre des facteurs de qualité de 2.95×10^{11} a été obtenu pour ce type de cavités en Tellurium [10].

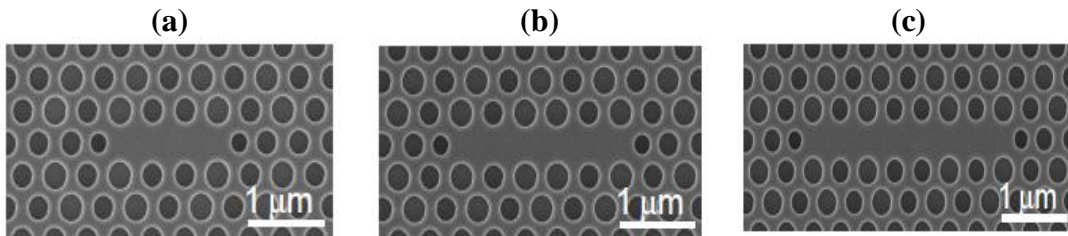


Figure. III.4 : Exemples de cavités de types L_n [141] : (a) cavité L_3 , (b) cavité L_5 , (c) cavité L_7 .

III.2.4.2. Cavités à défaut couplés

Une autre géométrie de cavité concerne le couplage avec des guides d'ondes à cristaux photoniques. Cette supposition permet de contrôler la position spectrale et d'optimiser le facteur de qualité des modes résonants obtenus par la modification de certains paramètres géométriques au niveau de la cavité ou des interfaces du guide.

On peut globalement classer ces cavités en quatre catégories : cavité à hétéro-structure, cavité de type *kuramochi*, cavité de type *Fabry Pérot* et cavité à cristaux photoniques à fente.

a. Les cavités à hétéro-structures

En 2005, l'équipe de *Noda* introduit le concept de cavités à double hétéro-structure [142]. Elles sont basées sur une modulation progressive de la période du cristal photonique, la structure géométrique correspondante est schématiquement montrée sur la *Figure. III.5*.

La structure de base de la cavité à double hétéro-structure est un simple guide d'onde à cristaux photoniques avec une rangée manquante. Le cristal photonique PC_1 a une structure de réseau triangulaire avec une constante de réseau a_1 . Le cristal photonique PC_2 a une structure de réseau triangulaire déformée en un réseau rectangulaire à faces centrées avec une constante $a_2 > a_1$

dans la direction du guide d'onde. Il a la même constante que celle du cristal photonique PC_1 dans la direction orthogonale afin de satisfaire les conditions d'adaptation de maille.

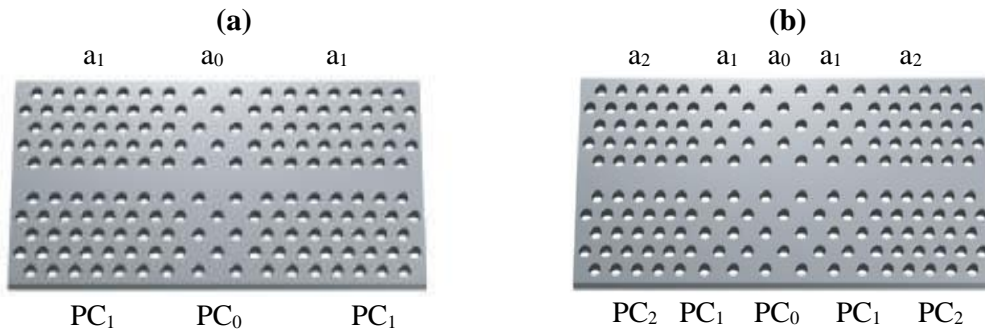


Figure. III.5 : (a) Cavity à double hétéro-structure réalisée en connectant les structures basiques à cristaux photoniques PC_0 et PC_1 , (b) Cavity à multi hétéro structure réalisée en connectant les structures basiques à cristaux photoniques PC_0 et PC_1 , PC_2 [142].

Cette catégorie de cavité a permis d'atteindre un facteur de qualité mesuré de 600 000 en 2005, et une structure optimisée de ces cavités pourrait atteindre théoriquement un facteur de qualité de 20 000 000. Théoriquement, une version très optimisée de ces cavités permettent d'atteindre des facteurs de qualité de $2 \cdot 10^7$ [142]. Des valeurs records de l'ordre 10^9 ont ainsi été obtenues très récemment par le groupe de *Noda* pour ce type de cavités dans du silicium [143].

b. Cavity de type *kuramochi*

Les cavités de type *kuramochi* ou les cavités à modulation locale de largeur de défaut linéique sont réalisées par modulation d'un guide. Elles consistent à déplacer perpendiculairement une série de plusieurs trous au centre du guide. Cette géométrie a été proposée initialement par *Kuramochi* en 2006 [144]. Un exemple de ce type de cavité est présenté sur la *Figure. III.6*.

Le facteur de qualité de cette cavité a atteint expérimentalement 800 000 pour le silicium et 700000 pour le *GaAs*, et permet théoriquement d'atteindre des valeurs de plus de $7 \cdot 10^7$. Actuellement, ces cavités ayant des facteurs de qualité supérieure à 10^6 dans le silicium [145].

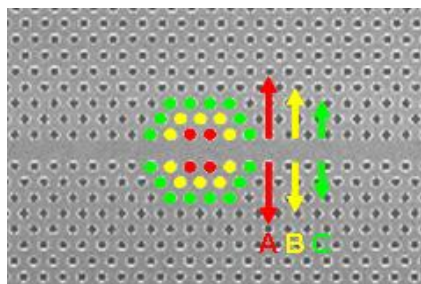


Figure. III.6 : Cavity de type *kuramochi* [144]. Les trous colorés en rouge, jaune et vert ont été déplacés de 9, 6 et 3 nm respectivement.

c. Cavité de type Fabry Pérot

L'utilisation d'une cavité de type Fabry Pérot formée par le couplage de microcavités situées à l'intérieur du guide d'onde, ce couplage permet de créer un très fort confinement de la lumière, comme il est montré dans la *Figure. III.7*, car la très faible modification de paramètres géométriques permet d'obtenir un très bon facteur de qualité au niveau de la cavité.

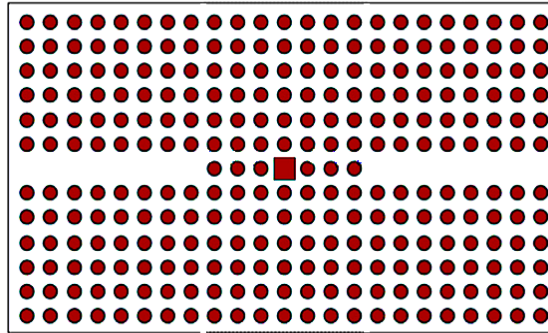


Figure. III.7 : Schéma d'un exemple de cavité de type Fabry Pérot [146].

L'intérêt de ce type d'ingénierie, est que l'on peut positionner le mode résonant d'intérêt n'importe où dans la bande interdite avec un bon facteur de qualité de cavité centrale modérée. Ce qui est un point important vis-à-vis de la fabrication et de la réalisation des composants optique à base de cristaux photoniques. Théoriquement, ce type de cavité ayant des facteurs de qualité de plus de 10^6 dans le silicium [146].

d. Cavité à cristaux photoniques à fente

Une cavité à cristaux photoniques à fente *SPCC* (Slotted Photonic Crystal Cavity) consiste, comme son nom l'indique, en une fente insérée dans une cavité à cristaux photoniques. Les avantages de ces cavités à fente est qu'elles sont caractérisées par des volumes modaux pouvant être jusqu'à deux ordres de grandeur plus faibles que les cavités classiques pour des facteurs de qualité relativement élevés. Le confinement est alors optimisé par l'obtention de cavités ayant de forts Q/V . Ce critère est un élément essentiel ayant servi à l'optimisation des paramètres des cavités à fente [128]. Le travail théorique pionnier de *Yamamoto et al* sur ces cavités a permis de montrer que des facteurs de qualité dépassant le million pouvaient être obtenus pour des volumes significativement plus faibles [147]. *Gao et al* ont montré que des cavités à cristaux photoniques réaliser en silicium pouvaient avoir des volumes 100 fois plus faibles que leurs homologues sans fente [148].

Dans la suite, Nous pouvons présenter les cavités à cristaux photoniques à fente les plus intéressantes, notamment la cavité L_3 a fente [149], cavité de type *kuramushi* à fente [148] et la

cavité à hétéro structure à fente [149], cavité Fabry Péro à fente [149], qui sont représentées sur la *Figure. III.8*.

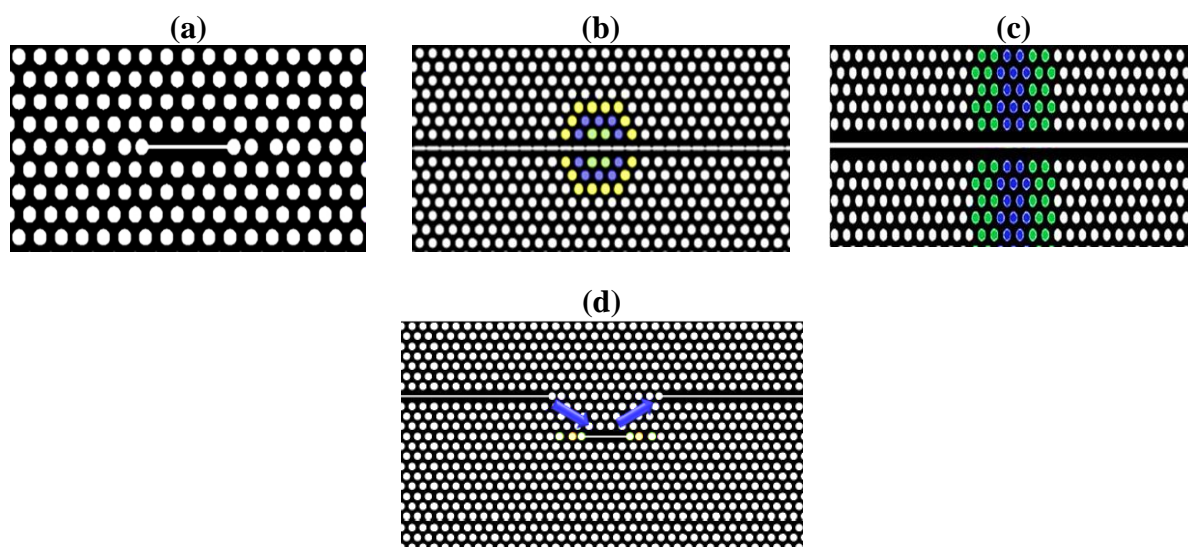


Figure. III.8 : (a) Cavité L3 à fente, (b) Cavité à fente et à modulation du défaut linéique, (c) Cavité à fente et à hétérostructure, (d) cavité Fabry Péro à fente.

III.3. Etude numérique des cavités à cristaux photoniques a faible indice de réfraction

III.3.1. Structure connectée

III.3.1.1. Description de structure étudiée

La géométrie la plus utilisée dans la littérature pour réaliser les cristaux photoniques 2D est le réseau triangulaire à cause de la large bande interdite photonique qu'elle présente et leur simplicité de fabrication. La structure connectée considéré ici est un cristal photonique bidimensionnel à réseau triangulaire de trous d'air circulaires de rayon $r=0.27 \mu\text{m}$ percés dans une membrane à matrice diélectrique composé de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ comme il est représenté sur la *Figure III.09*. La distance entre deux centres de deux trous consécutifs (période) est $a=0.75 \mu\text{m}$. L'indice de réfraction de la matrice est compris entre 1.51 et 1.58 [150]. Cette structure a été polarisée en mode *TM* et excitée par une source gaussienne capable de générer des impulsions multi longueurs d'onde sur la gamme de longueurs d'onde de la télécommunication $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

III.3.1.2. La bande interdite photonique

Dans cette partie, nous avons calculé le diagramme de bande de la maille triangulaire à l'aide de la méthode des ondes planes. Le diagramme de bandes ou diagramme de dispersion est constitué des fréquences propres de la structure déterminée pour tous les vecteurs d'ondes dont

l'extrémité se situe sur le contour défini par les points de hauts symétrie $\Gamma MK\Gamma$ de la première zone dite zone de Brillouin irréductible.

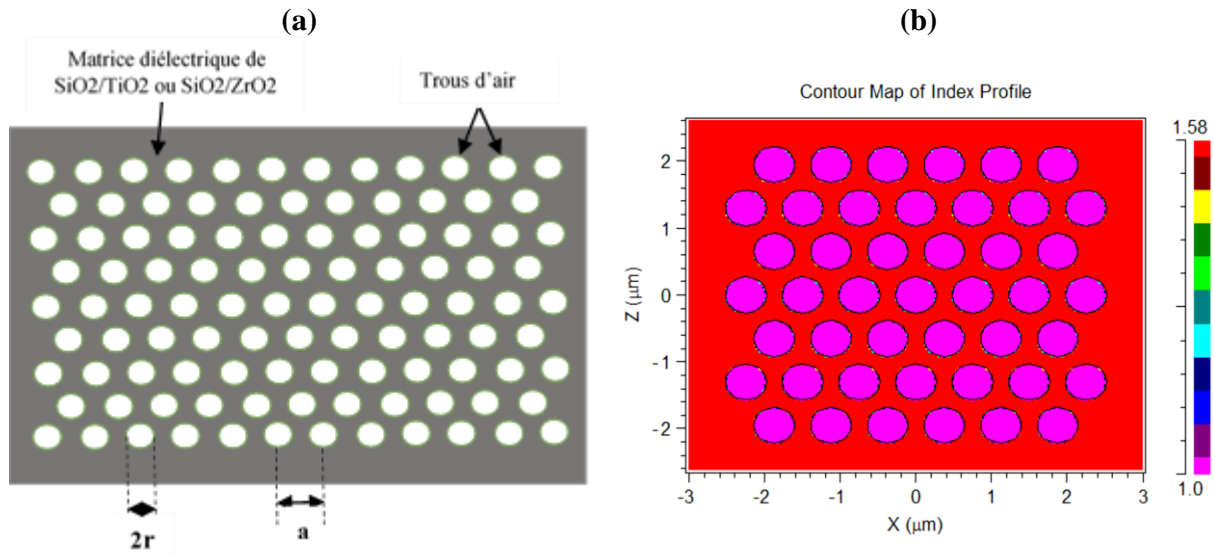


Figure III.09 : (a) Schéma d'un cristal photonique 2D triangulaire composé de trous d'air dans la matrice $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$, (b) Distribution de la constante de permittivité.

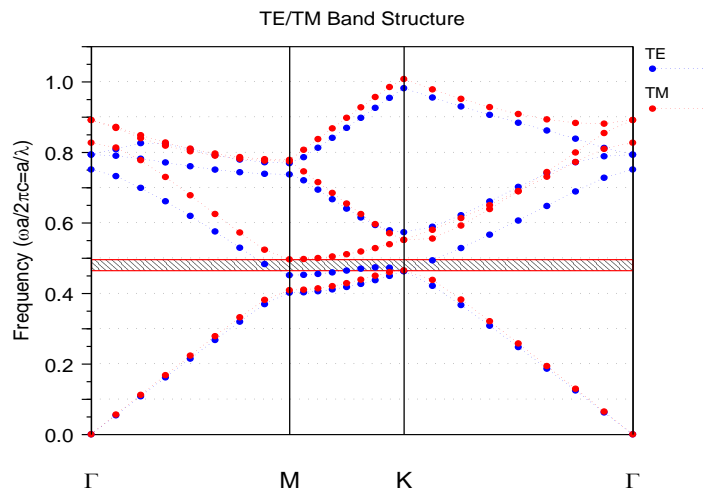


Figure III.10 : Diagramme de bande d'un cristal photonique 2D pour $a= 0.75\mu\text{m}$, $r= 0.27\mu\text{m}$ et $n=1.58$.

La Figure III.10 représente le diagramme de dispersion obtenus pour les polarisations TE et TM du cristal photonique pour un indice de réfraction n de la matrice diélectrique de 1.58. Dans ces conditions, la structure connecté étudiée ne présente aucune bande de type TE (en bleue) par contre une bande interdite photonique de type TM (en rouge) apparaît pour des longueurs d'ondes normalisées entre $\omega_1=0.4647 (a/\lambda)$ et $\omega_2=0.4961 (a/\lambda)$, ce qui correspond à la gamme des longueurs d'ondes comprises entre 1.5121 et 1.6136 μm [168].

III.3.1.3. Amélioration du facteur de qualité dans la cavité H_1 en fonction de l'indice de réfraction

Les cavités H_1 , formées par l'omission d'un trou unique, sont celles qui possèdent à priori le plus faible volume modal. Pour calculer les paramètres caractéristiques d'une telle structure, la méthode des différences finies temporelles *FDTD 2D* est la plus utilisée. Cette méthode nécessite de disposer des conditions absorbantes aux bords du domaine de calcul qui permet d'éviter les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre du calcul *FDTD* afin de simuler un milieu ouvert.

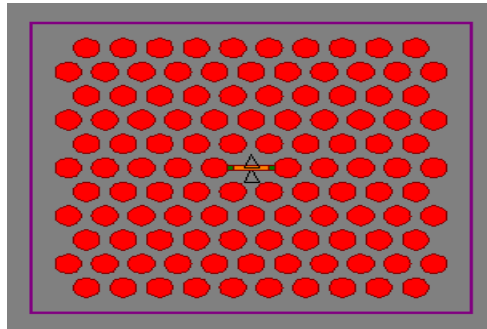


Figure III.11 : Structure de cavité H_1 formé par l'omission d'un trou unique.

La transmission calculée par la méthode *FDTD 2D* est rapportée sur la *Figure III.12(a)* pour la gamme de fréquence associée à la bande interdite. On note l'apparition des raies qui présentent la position des modes résonants pour chaque valeur d'indice de réfraction qui étaient interdites avant d'enlever le trou. La *Figure III.12(b)*, représente un exemple de distribution spatiale du champ pour la cavité résonante de longueur d'onde λ de $1.546\mu\text{m}$, dans le cas d'une structure d'indice donné $n=1.58$.

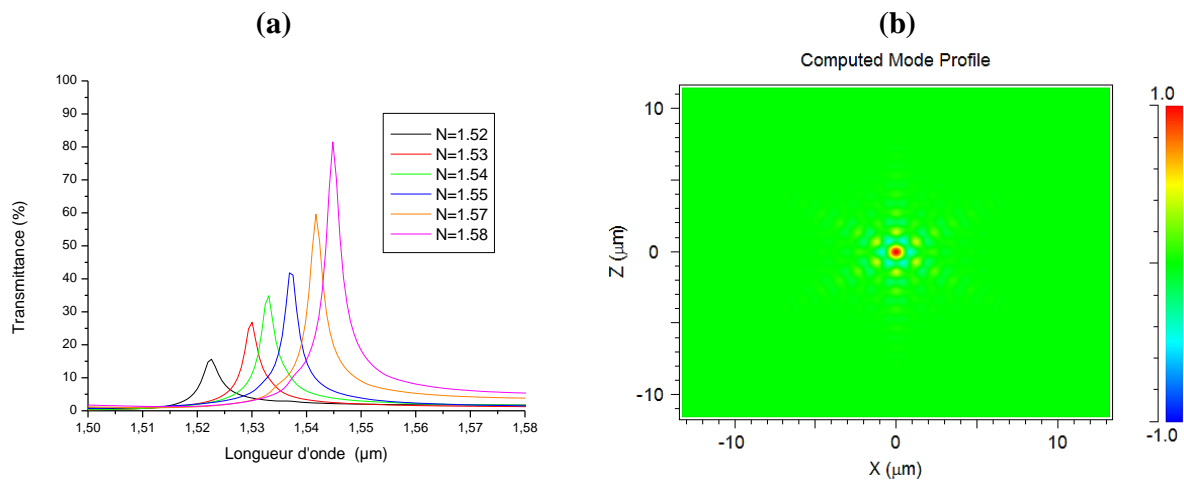


Figure III.12 : (a) spectre de transmission de la cavité H_1 formé par l'omission d'un trou unique en fonction de la variation de l'indice de réfraction, (b) Intensité du champ pour la cavité résonante de longueur d'onde λ de $1.546\mu\text{m}$.

Pour étudier l'influence de l'indice de réfraction sur le facteur de qualité Q et la position de la longueur d'onde des modes résonnants de la cavité H_1 , on va effectuer une série de simulations pour chaque valeur d'indice de réfraction de la matrice diélectrique de $n=1.51$ jusqu'à $n=1.58$. La figure suivante représente la variation du facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance de cavité H_1 en fonction d'indice de réfraction de structure.

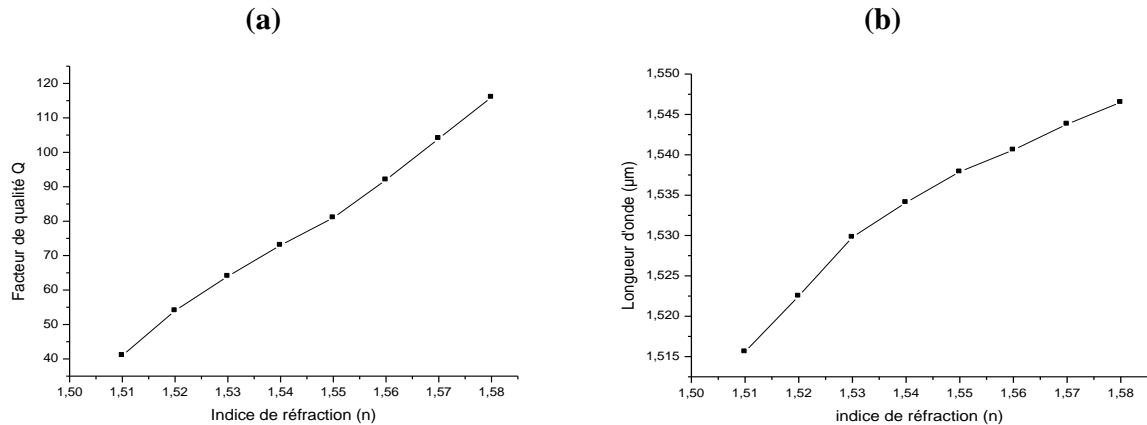


Figure III.13 : Variation du facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction.

Les résultats obtenus montrent que les facteurs de qualités sont d'autant plus importants que l'indice de réfraction augmente et il en est de même pour les longueurs d'onde de résonances. En effet, ces résultats montrent que le facteur Q passe de 41 pour $n = 1.51$ à 116 pour $n = 1.58$ d'un côté et d'un autre côté, on remarque aussi que la longueur d'onde de résonance de cavité est décalée progressivement vers les longueurs d'onde élevées $\lambda_0 = 1.515$ à $1.546\mu\text{m}$ [151,168].

III.3.1.4. Etude de cavité L_3 en fonction du paramètre physique

La cavité linéique considérée comme un guide d'onde à cristaux photoniques à une rangée manquante fermé aux deux extrémités. Dans notre étude et dans le but d'améliorer le facteur de qualité de ce type de cavité, on choisira comme cas d'étude la cavité L_3 comme elle est schématisée sur la *Figure III.14*. Ce type de cavité, permet d'obtenir de très forts facteurs de qualité tout en conservant une taille de l'ordre de la longueur d'onde optique. *Noda* fut le premier à étudier des cavités linéiques particulières afin d'améliorer le facteur de qualité Q tout en gardant un petit volume modal V [129].

Dans cette section, nous avons vus l'influence de l'indice de réfraction sur le paramètre Q et par conséquent on sait maintenant comment choisir les valeurs des indices afin d'obtenir de meilleurs facteurs de qualité et ainsi des meilleures efficacités de transmission. Le logiciel que

nous avons utilisé pour la simulation est basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (*FDTD 2D*).

La structure que nous allons adopter pour nos calcul est une matrice de 17 rangés de long et 17 rangés de large, avec l'omission de trois trous adjacents dans le centre suivant les directions *TK* du cristal photonique (*Figure III.14*).

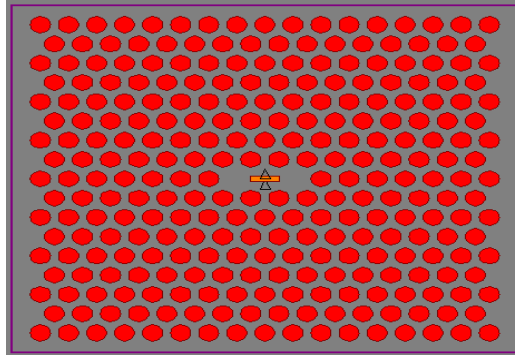


Figure III.14 : Structure de cavité L_3 formée par l'omission de trois trous.

Pour commencer, nous allons calculer les spectres de transmissions de la cavité L_3 pour différentes valeurs de l'indice de réfraction n . Les calculs ont été faits par le module Fullwave du logiciel RSoft et les valeurs considérées de l'indice n sont respectivement 1.52, 1.54, 1.56, et 1.58, les résultats que nous avons obtenus sont regroupés en *Figure III.15*. Les spectres obtenus pour une polarisation *TM* permettent de constater l'existence de mode de propagation pour chaque valeurs de l'indice de réfraction n et chaque mode correspond en fait à la résonance de la cavité L_3 . Les abscisses des pics des courbes de transmissions obtenus représentent les longueurs d'ondes de résonances.

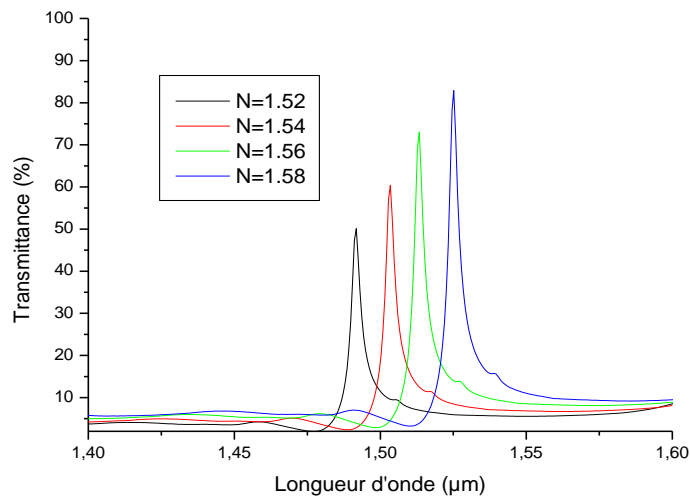


Figure III.15 : spectre de transmission de la cavité L_3 formé par l'omission de trois trous en fonction d'indice de réfraction $n = 1.52, 1.54, 1.56, \text{ et } 1.58$.

Sur la *Figure III.16*, nous avons tracé la variation de facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance λ_0 de la cavité L_3 en fonction de l'indice de réfraction n . D'après les résultats, il est clair que l'indice de réfraction possède une grande influence sur le facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance. En effet, le facteur Q passe de 80 pour $n=1.51$ à la valeur 400 pour $n=1.58$ et il en est de même pour la longueur d'onde de résonance λ_0 de la cavité qui se trouve décalée progressivement vers les longueurs d'onde élevées (λ_0 passe de $1.48\mu\text{m}$ à $1.53\mu\text{m}$) [152,170].

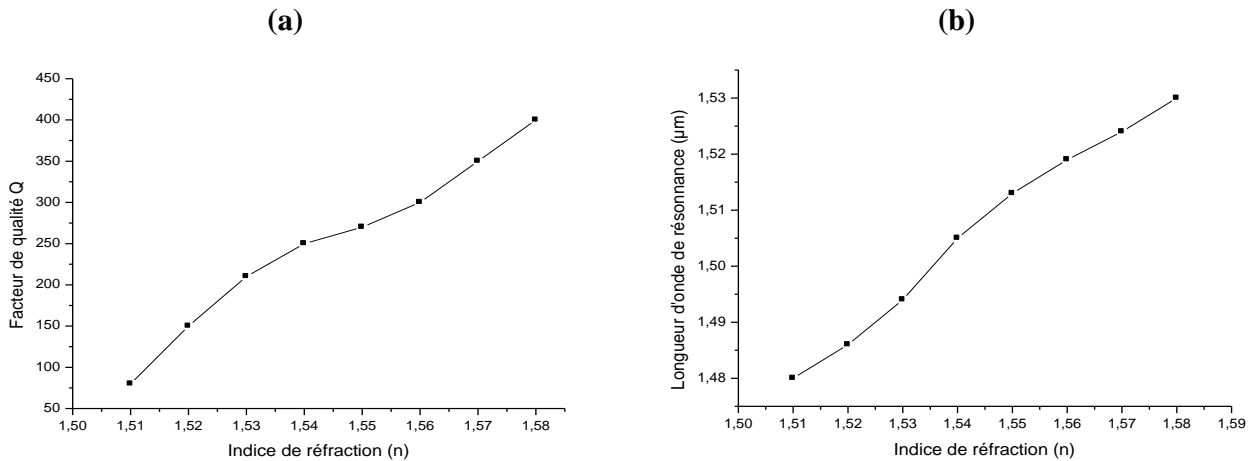


Figure III.16 : Variation du facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction [152,170].

III.3.1.5. Etude de cavité L_3 en fonction des paramètres géométriques

Pour corriger le comportement d'une microcavité L_3 de façon à avoir un grand facteur de qualité, nous avons appliqué le concept présenté par *Noda* [129]. La stratégie employée est de fixer l'indice de réfraction de la matrice diélectrique à la valeur optimale ($n = 1.58$), et en variant la position des deux trous bordant la cavité L_3 . En effet, le déplacement situé aux deux extrémités de la cavité comme le montre la *figure III.17* permet d'avoir un changement plus graduel de la position des trous aux bords de la cavité et un meilleur confinement du mode. Dans notre cas on déplace ces trous vers l'extérieur de la cavité d'une distance comprise entre 50 et 200 nm. Les résultats obtenus sont représentés sur la *figure III.18*.

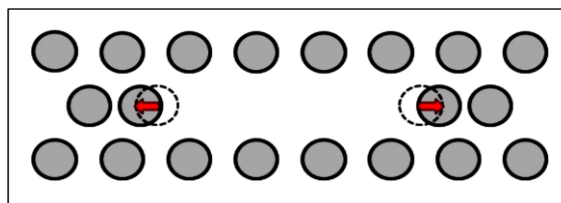


Figure III.17 : Stratégie de déplacement des deux trous bordant la cavité L_3 [129].

Cette figure montre la variation du facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance en fonction du déplacement des deux trous situés au bord de la cavité L_3 pour le mode principal

correspondant à $n = 1,58$. Quand le décalage augmente la longueur d'onde de résonance augmente également, par exemple λ_0 passe de $1,53\mu\text{m}$ à $1,555\mu\text{m}$ pour un déplacement de $0,2\mu\text{m}$ cela vient du fait que plus le décalage est important, plus la cavité est grande. Quant au facteur de qualité, ce dernier continu à augmenter et passe par un maximum puis il diminue pour les grandes valeurs du décalage. Le facteur de qualité atteint sa valeur maximale de 790 pour un décalage de $0,15\mu\text{m}$. Cette dernière valeur du décalage est considérée une valeur optimale pour la structure.

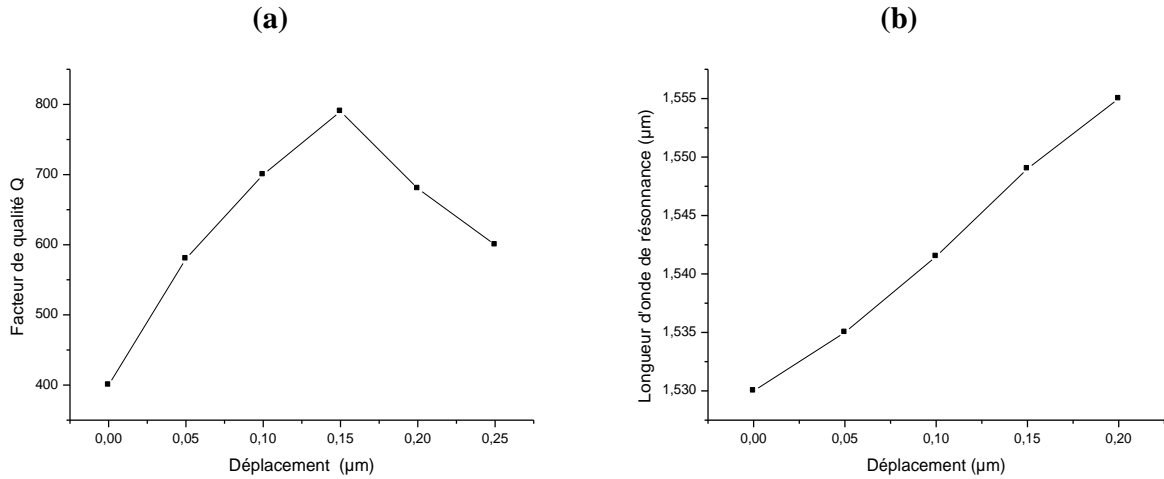


Figure III.18 : Variation du facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de déplacement des deux trous bordant la cavité [152].

La Figure III.19, rapporté les spectres de transmission calculés pour différentes valeurs du décalage d . Le pic situé à la longueur d'onde $\lambda = 1,5488\mu\text{m}$ correspond à un déplacement d de $0,15\mu\text{m}$ a été identifié comme un mode de résonance optimale. Ce mode permet d'avoir un facteur de qualité de 790 et amélioré la transmission de 80% à 90% pour $d = 0,15\mu\text{m}$.

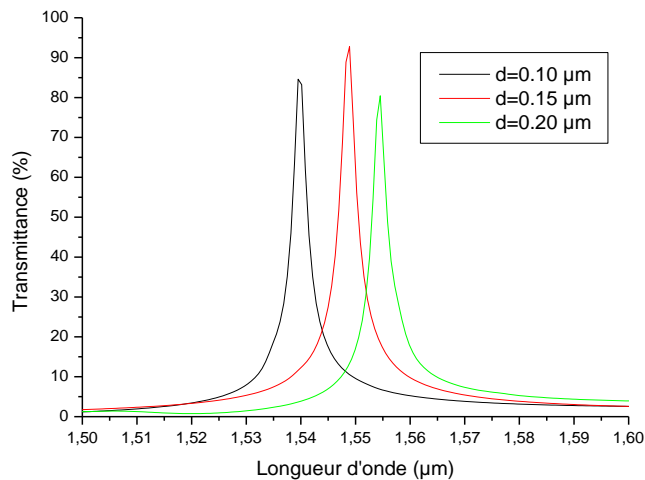


Figure III.19 : Spectre de transmission en fonction de déplacement des deux trous bordant la cavité L_3 [152].

D'après les résultats obtenus, on remarque que le facteur de qualité de ces cavités augmente avec leur déplacement des deux trous d'extrémités, puis il diminue pour les grandes valeurs du décalage. Plusieurs cavités L_3 optimisées ont été étudiées récemment dans le but d'augmenter les facteurs de qualité tout en conservant un volume modal le plus faible possible.

Un autre moyen pour améliorer le facteur de qualité est de faire varier localement le rayon des trous c'est-à-dire le facteur de remplissage. Ce procédé permet de limiter les pertes et donc d'augmenter aussi le facteur de qualité. Nous citerons, pour illustrer l'importance de la recherche sur ce sujet, les travaux de *Loncar et al* [153]. Ces travaux portent tous sur des cavités L_3 améliorées par la réduction du rayon ou de la forme des trous bordant la cavité.

Dans ce qui suit, nous allons garder les valeurs optimales de n et d qui sont respectivement 1.58 et $0.15 \mu\text{m}$ et on fera réduire le rayon des deux trous sujet du procédé de décalage précédent. La plage de variation des rayons que nous avons considérés dans nos calculs est de 0.27 à 0.15 et les résultats que nous avons obtenus sont rapportés sur la *Figure III.20*. D'après ces résultats, on peut constater que plus la réduction des rayons des deux trous est importante plus la cavité s'agrandit, par conséquent la longueur d'onde de résonance augmente de 24 nm lorsque r diminue de 0.27 à 0.15 (*Figure III.20(a)*) [152].

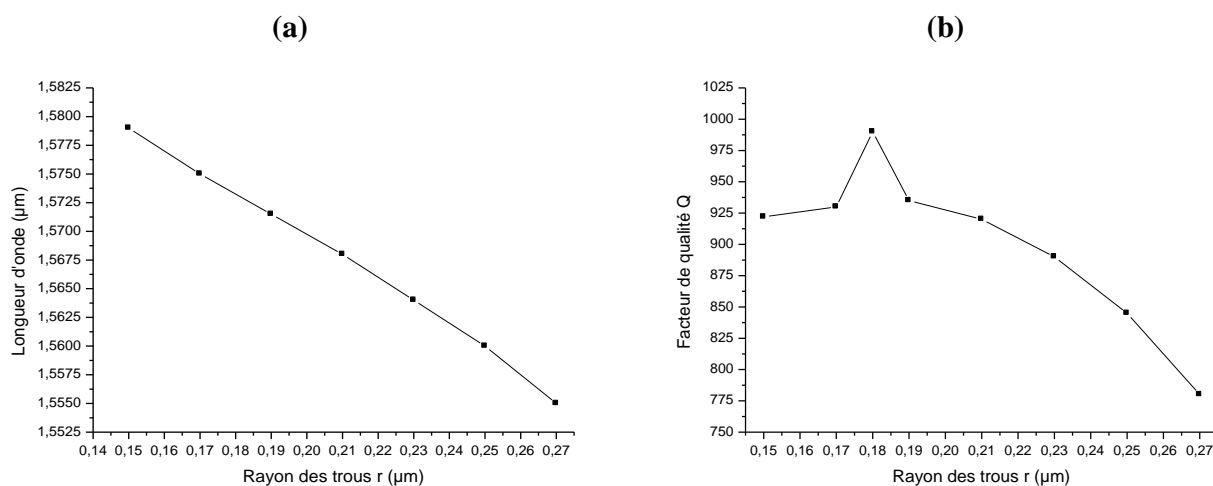


Figure III.20 : Facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de variation du rayon des deux trous bordant la cavité L [152].

La courbe de la *Figure III.20(b)* montre un facteur de qualité élevé jusqu'à $Q \approx 10^3$ pour la longueur d'onde de résonance $1.5696 \mu\text{m}$ avec le rayon des deux trous bordant la cavité $r=0.18\mu\text{m}$. Cette cavité L_3 modifiée permet de multiplier le facteur de qualité par 12.5 par rapport aux cavités L_3 simples (1000 par rapport à 80), ainsi la transmission augmente de 90% à 95% (voir la *Figure III.21*).

Les cartographies d'intensité des modes de longueurs d'onde de résonance $1.53\mu\text{m}$, $1.5488\mu\text{m}$, et $1.5696\mu\text{m}$ de cavité linéique L_3 optimisée en fonction de n , d et r sont représentées respectivement sur la *Figure III.22*. Nous pouvons facilement observer chaque fois que lorsque nous avons amélioré la cavité L_3 en fonction de paramètres physiques et géométriques n , d et r , le nombre des points nodaux devient plus petit et les lignes des champs deviennent plus comprimées dans la direction X , entraînant une réduction des volumes modaux.

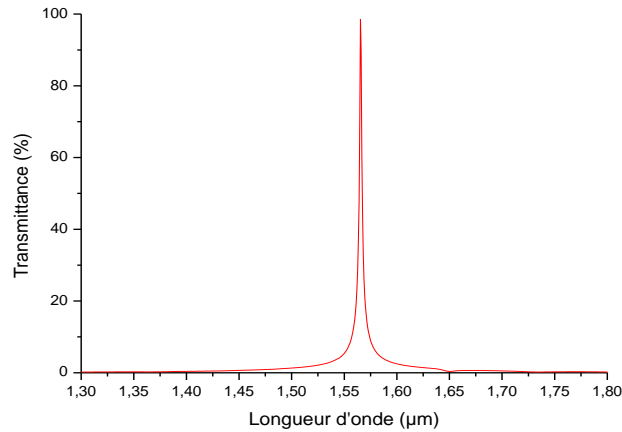


Figure III.21 : *Spectre de transmission dans la cavité L_3 modifiée pour un rayon des deux trous bordant la cavité $r=0.18\mu\text{m}$ [152].*

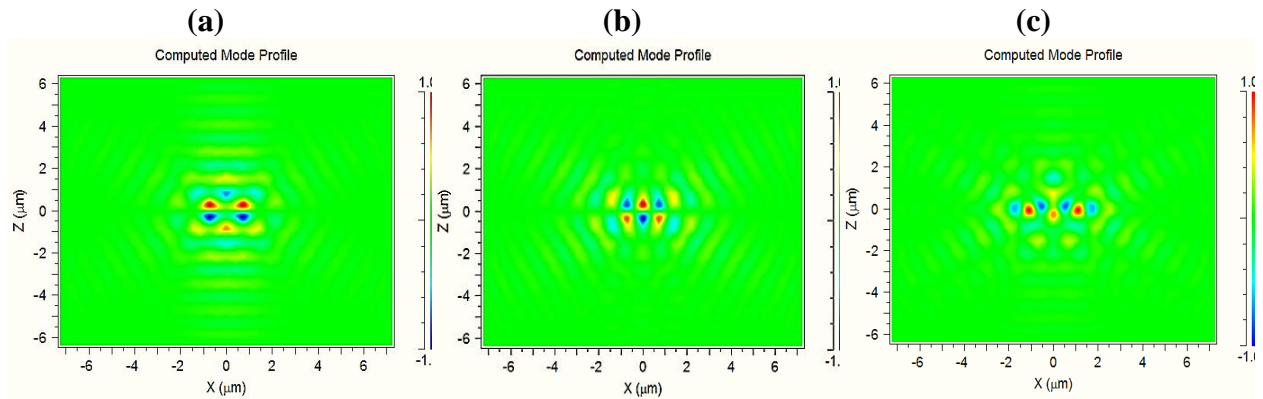


Figure III.22 : *Intensité du champ dans la cavité L_3 optimisée : (a) L_3 en fonction de n pour $\lambda_0 = 1.53\mu\text{m}$, (b) L_3 en fonction de d pour $\lambda_0 = 1.5488\mu\text{m}$, et (c) L_3 en fonction de r pour $\lambda_0 = 1.5696\mu\text{m}$.*

III.3.2. Structure déconnectée

III.3.2.1. Description de structure étudiée

La structure déconnectée que nous avons étudiée est représentée sur la *Figure III.23*. Elle est constituée d'un réseau triangulaire de tiges de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ plongés dans l'air. Le réseau triangulaire que nous avons déjà présenté, est le réseau 2D de plus haute symétrie dès lors

que l'on se limite à un seul atome par maille. La zone de Brillouin est un hexagone. Le fait qu'elle soit proche du cercle confère au cristal un fort degré d'isotropie, approprié à l'ouverture de bandes interdites omnidirectionnelles [154]. Typiquement, nous désirons ouvrir une bande interdite pour le mode fondamental TE aux alentours des longueurs d'onde relatives aux fenêtres des télécommunications, après avoir effectué plusieurs simulations et calculs sur notre structure, le choix optimal de paramètre de maille et le rayon des cylindres sont respectivement fixé à $a = 0.75\mu\text{m}$ et $r = 0.23\mu\text{m}$.

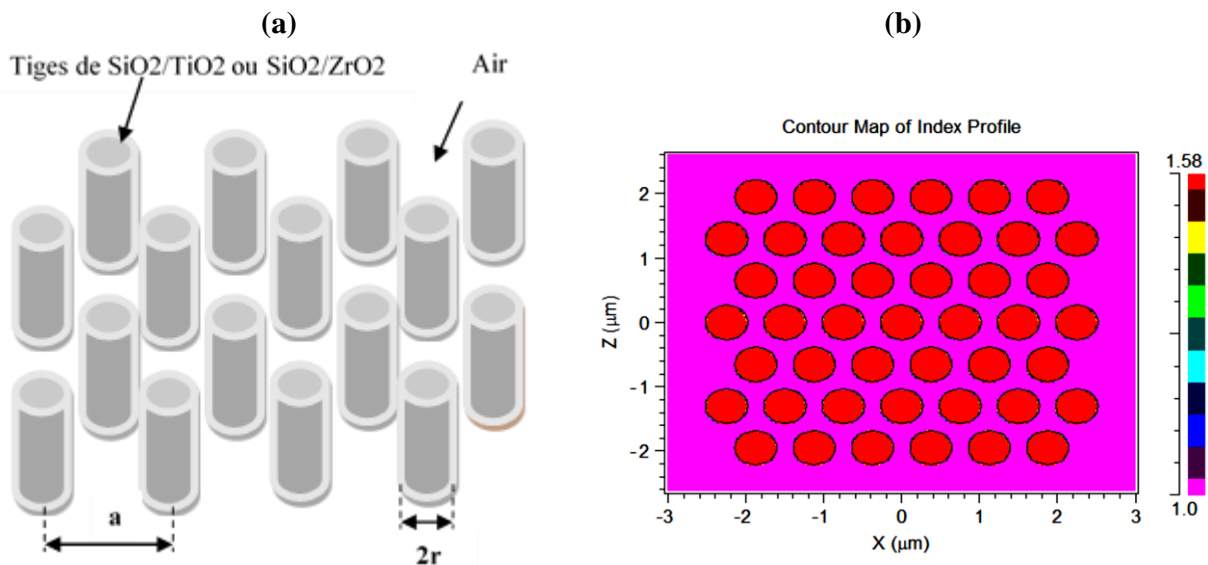


Figure III.23 : (a) Schéma d'un cristal photonique 2D triangulaire composé de tiges de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ plongés dans l'air, (b) Distribution de la constante de permittivité.

L'indice de réfraction des tiges est compris entre 1.51 et 1.58 [150], cet indice de réfraction déduit à partir de l'indice de réfraction de la silice pure ($n = 1.4$) et l'indice de réfraction de l'oxyde de titane ($n = 2.3$). Cette structure a été éclairé par une onde gaussienne avec une polarisation TE sous incidence normale capable de générer des impulsions multi longueurs d'onde sur la gamme des longueurs d'onde de télécommunications $\lambda = 1,55\mu\text{m}$.

III.3.2.2. La bande interdite photonique

Les paramètres du réseau triangulaire de tiges plongés dans l'air sont choisis pour ouvrir une large bande interdite aux alentours de la gamme de longueur d'onde souhaitée. Dans cette partie, On utilise le logiciel *BandSolve* pour calculée le diagramme de bande de la structure déconnectée à l'aide de la méthode des ondes planes.

La *figure III.24* représente le diagramme de dispersion obtenu selon les polarisations TE et TM de structure déconnectée pour un indices de réfraction de tiges $n = 1.58$. Les résultats obtenus montrent clairement que pour ce type de structure, la bande interdite photonique ouverte est

seulement de type *TE* (en bleu) par contre pour le mode *TM* (en rouge) aucune bande interdite n'est ouverte. D'après la *Figure III.24*, le cristal présent deux bandes ou la plus large corresponde à la gamme de longueurs d'ondes comprises entre 1.469-1.605 μm [169].

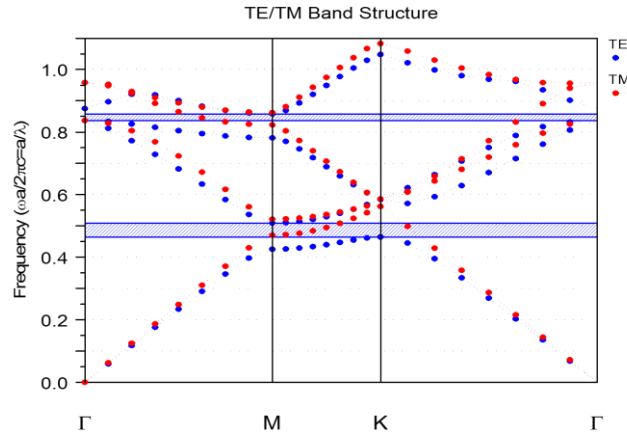


Figure III.24 : Diagramme de bande d'un cristal photonique 2D pour $a= 0.75\mu\text{m}$ et $r= 0.27\mu\text{m}$ et $n=1.58$.

III.3.2.3. Amélioration du facteur de qualité dans la cavité H_1 en fonction de l'indice de réfraction

La création de microcavité H_1 dans le cas de structure déconnecté 2D s'effectue par l'omission d'une seule tige dans le centre de cette structure (*Figure III.25*). La présence d'un défaut ponctuel peut conduire à l'existence de niveaux discrets d'énergies dans une bande interdite. Dans cette partie, nous avons calculé le facteur de qualité puis tracé les positions de la longueur d'onde des modes résonnants de la cavité H_1 pour différentes valeurs d'indice de réfraction d'une structure triangulaire composée de 25x25 rangés de tiges de matériau $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$.

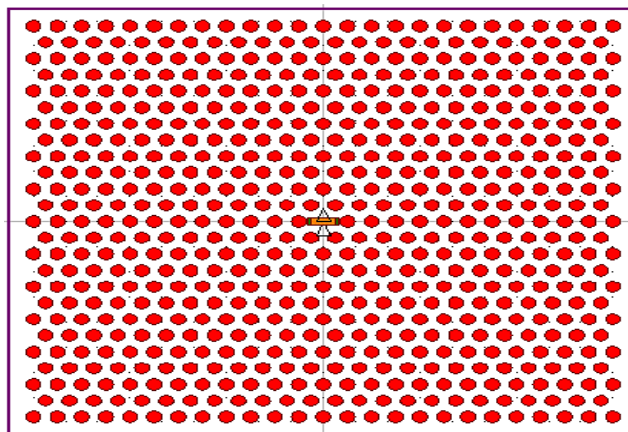


Figure III.25 : Structure de cavité H_1 formé par l'omission d'une tige unique.

Les différents résultats de simulation obtenus en utilisant la méthode *FDTD* implanté dans le module fullwave, sont rapportés sur la *Figure III.26*.

La Figure III.26 (a), montre clairement que les positions des modes résonants sont fortement liées à l'indice de réfraction. Plus l'indice est élevé plus la position des modes résonants se déplacent vers les longueurs d'onde élevées.

La figure III.26(b) quant à elle, montre un exemple de distribution spatiale du champ pour la cavité correspondant à un indice de réfraction de 1.58 et ayant une longueur d'onde de résonance λ_0 de 1.565 μm .

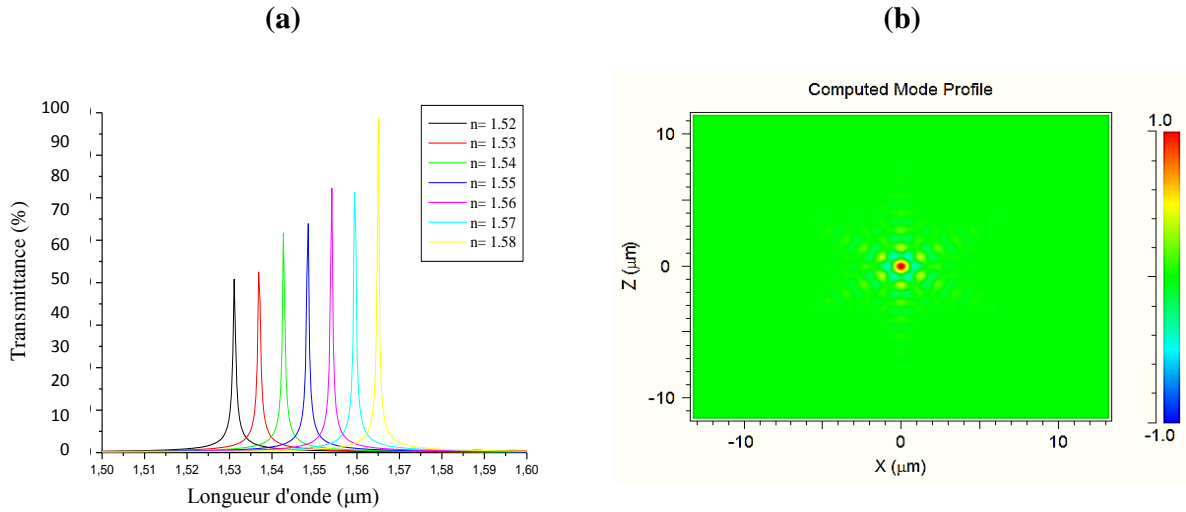


Figure III.26 : (a) spectre de transmission de la cavité H_1 formé par l'omission d'une tige unique en fonction de la variation de l'indice de réfraction, (b) Intensité du champ pour la cavité résonante de longueur d'onde λ_0 de 1.565 μm ($n=1.58$).

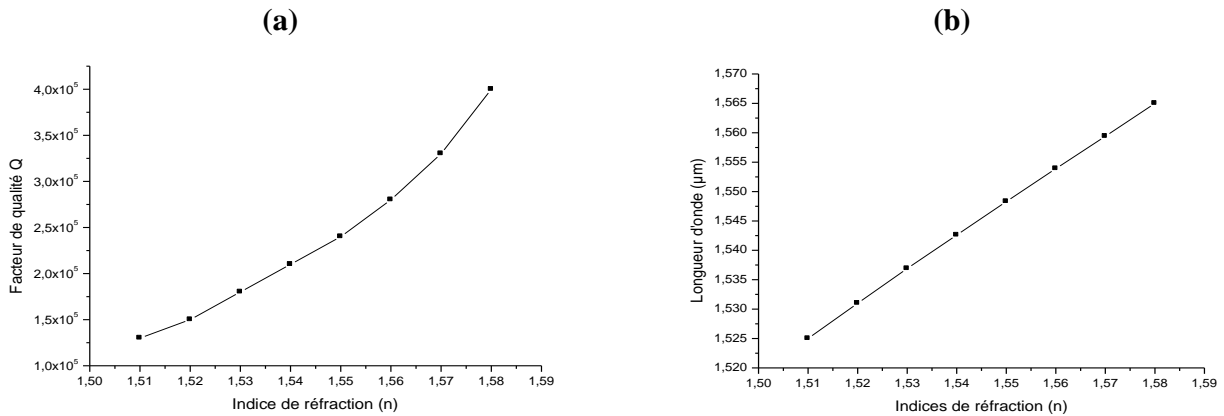


Figure III.27 : Variation du facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction des cavités H_1 .

La figure III.27(a) donne la variation du facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance des cavités H_1 en fonction de l'indice de réfraction pour la structure déconnecté à base du matériau $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ que nous avons utilisées. Nous remarquons que l'augmentation de l'indice de réfraction induit une augmentation des facteurs de qualité, par exemple le facteur Q passe de 1.3×10^5 pour $n=1.51$ à la valeur 4×10^5 pour $n=1.58$. De même on

constate que la longueur d'onde de résonance de cette cavité est décalée progressivement vers les longueurs d'onde élevées, autrement dit λ_0 passe de $1,525\mu\text{m}$ à $1,565\mu\text{m}$ (*Figure III.27(b)*) [169].

Le facteur de qualité reflète la capacité de la cavité à piéger la lumière et permet aussi de mesurer les pertes. À la résonance, le photon subit des réflexions multiples entre les deux miroirs définissant la cavité et ne sort de celle-ci qu'après un certain temps que l'on peut considérer comme étant la durée de vie du photon dans la cavité [155]. Dans notre cas le facteur de qualité atteint une valeur maximale de 4×10^5 tout en conservant un volume modal minimal, ce dernier passera de $V=1.38(\lambda_0/n)^3$ pour $n=1.51$ à la valeur $V=1.05(\lambda_0/n)^3$ pour $n=1.58$. Il est à noter ici que tous les calculs relatifs à Q ont été faits en utilisant l'outil automatisé *Q-Finder* (outil intégré dans le module fullwave de RSoft) et la méthode numérique utilisée par cet outil (méthode des différences finies temporelle) combinée à l'analyse harmonique rapide *FHA* (Fast Analyse Harmonique).

III.3.2.4. Etude de cavité L3 en fonction du paramètre physique

Diverses versions de la cavité linéique à base de cristal photonique ont déjà été réalisées. Cependant, Les cavités connues sous le nom L_3 comme elle est représentée sur la *Figure III.28*, permettent d'obtenir de très forts facteurs de qualité tout en conservant une taille de l'ordre de la longueur d'onde optique. Dans cette partie de notre travail, La cavité linéique L_3 considérée est formée par l'omission de trois tiges adjacentes dans le centre de la structure suivant la direction TK du cristal photonique. Pour calculer la réponse spectrale de la structure, une source optique est placée dans la cavité. Il s'agit d'un dipôle, placé au milieu de cette dernière. Pour exciter la structure sur une grande gamme de fréquences, le dipôle émet une impulsion gaussienne brève, ce qui se traduit dans l'espace des fréquences par un spectre gaussien large. La structure employée est du type triangulaire, formée par 17 rangées de long et 17 rangées de large, de tiges à base de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ de part et d'autre du défaut et le pas d'échantillonnage temporel est $\Delta t=0.01$. Le temps de calcul s'étale jusqu'à 4000 itération temporelles.

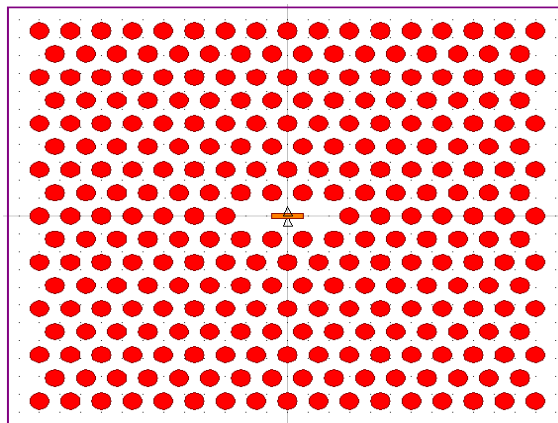


Figure III.28 : Structure de cavité L_3 formé par l'omission de trois tiges.

La Figure III.29, présente les spectres de transmission dans la cavité L_3 calculés pour une variation de l'indice de réfraction n considérées de 1,51 à 1,58. Les calculs ont été faites à l'aide du code *FDTD* intégré dans le module Fullwave du logiciel commercialisé *Rsoft CAD*. D'après cette figure nous remarquons l'existence d'un seul mode de résonance pour chaque valeur d'indice de réfraction. Ces modes de résonances sont situés dans la bande interdite photonique de la structure périodique.

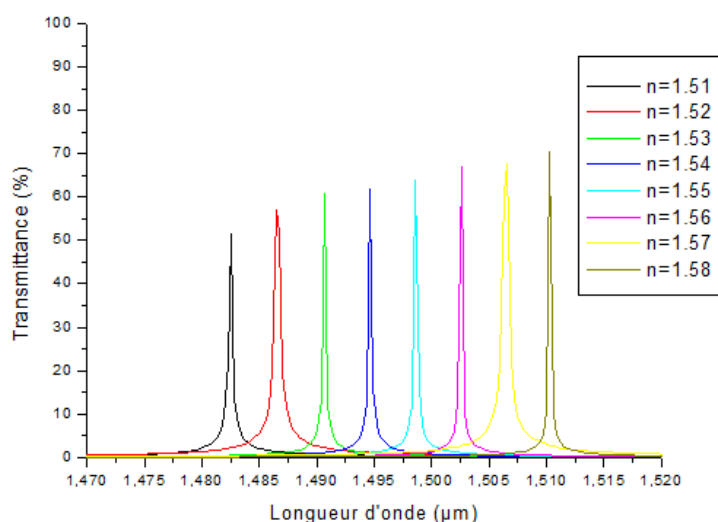


Figure III.29 : Spectre de transmission de la cavité L_3 formé par l'omission de trois tiges en fonction de la variation de l'indice de réfraction.

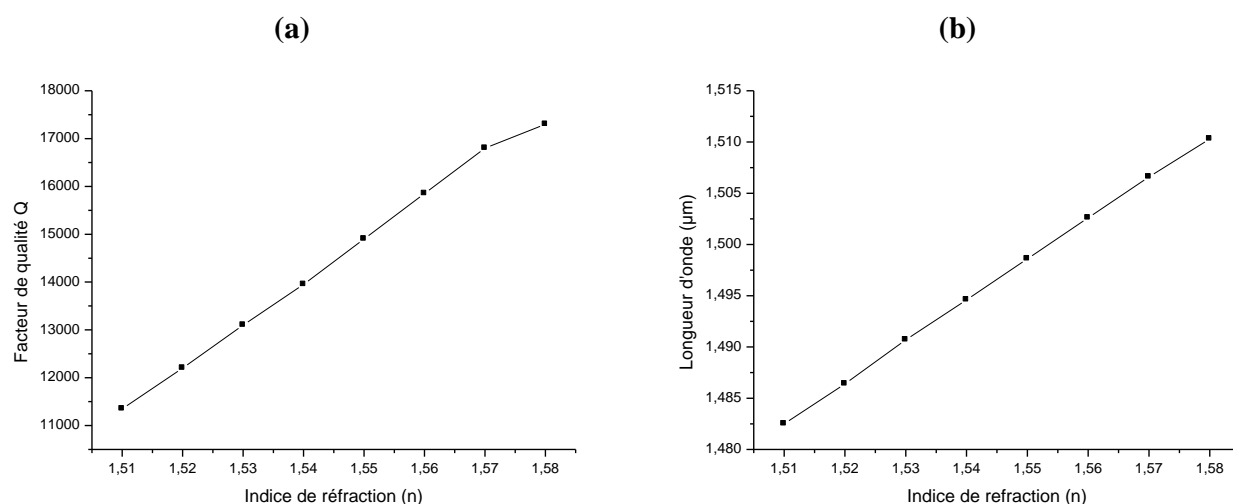


Figure III.30 : Variation du facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de différentes valeurs d'indice de réfraction dans la cavité L_3 .

Les variations du facteur de qualité de la cavité L_3 en fonction de l'indice de réfraction sont représentées sur la Figure III.30. Les résultats montrent la dépendance du facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance des cavités L_3 pour différentes valeurs d'indice de réfraction. De ces courbes, on constate que le facteur de qualité de la structure peut être estimé entre 1.14×10^4

pour $n=1.51$ et 1.73×10^4 pour $n=1.58$. D'autre part la longueur d'onde de résonance se décale progressivement vers les longueurs d'onde élevées à partir de $\lambda_0 = 1.482$ à $1.51 \mu\text{m}$. Ces valeurs sont très optimales surtout si on travaille avec de faibles indices de réfraction, cela montre vraiment l'efficacité et la reproductivité de notre cavités.

III.3.2.5. Etude de la cavité L_3 en fonction des paramètres géométriques

De manière générale, pour modifier la réponse optique des microcavités L_3 à cristaux photoniques, il faut modifier ses paramètres optiques. On peut par exemple changer un paramètre physique tel que l'indice de réfraction de la structure photonique et cela est réalisé en remplaçant celui-ci par d'autres matières (semi-conducteurs [156], polymères [157], les cristaux liquides [158], les cristaux plasmoniques [159] ou les cristaux magnéto-photoniques [154]), ou en appliquant un champ électrique ou magnétique externe. Une autre possibilité est la modification des paramètres géométriques qui définissent la taille des microcavités, comme la position des deux tiges bordant la cavité L_3 . De plus, on peut améliorer la fonctionnalité des cavités à cristaux photoniques à travers leurs propriétés optiques ajustables. Une possibilité attrayante est à cet égard de varier la position des deux tiges bordant la cavité L_3 .

Les deux tiges qui vont être décalés pour optimiser le facteur de qualité sont ceux situés aux deux extrémités de la cavité comme le montre le concept présenté par Noda [129] (*Figure III.17*).

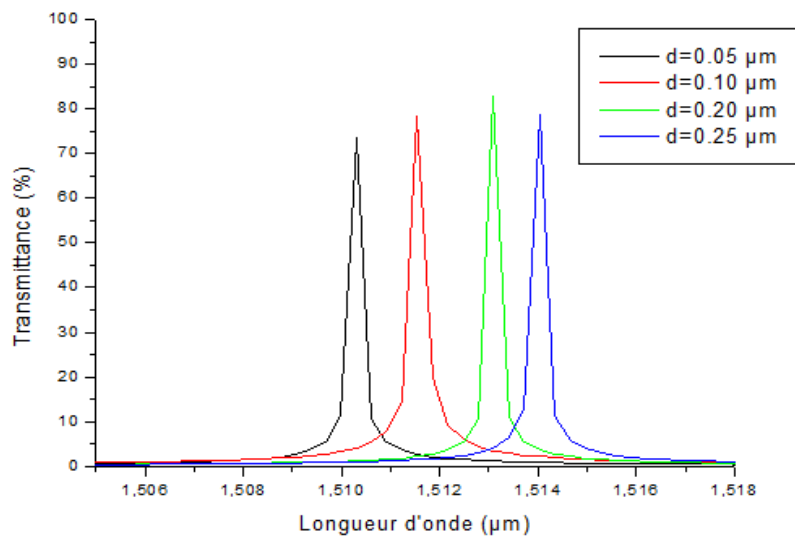


Figure III.31 : Spectre de transmission en fonction de déplacement des deux tiges bordant la cavité L_3 .

Les variations des transmissions, des longueurs d'ondes de résonances et des facteurs de qualités en fonction des variations de l'indice de réfraction sont calculés par les mêmes méthodes

que dans les sections précédentes. Pour les simulations nous avons considérés un déplacement des tiges compris entre 50 et 250 nm tout en fixant l'indice de réfraction de la structure à une valeur optimale de 1.58.

Les transmissions en fonction du déplacement des deux tiges d'extrémités sont représentées sur la *Figure III.31*. La figure montre que le déplacement des deux tiges bordant la cavité a tendance à augmenter la transmission à une valeur maximale allant jusqu'à 84%. Cette valeur correspond au pic résonant à la longueur d'onde $\lambda_0 = 1,5131\mu\text{m}$ et pour un déplacement d de $0.2\mu\text{m}$.

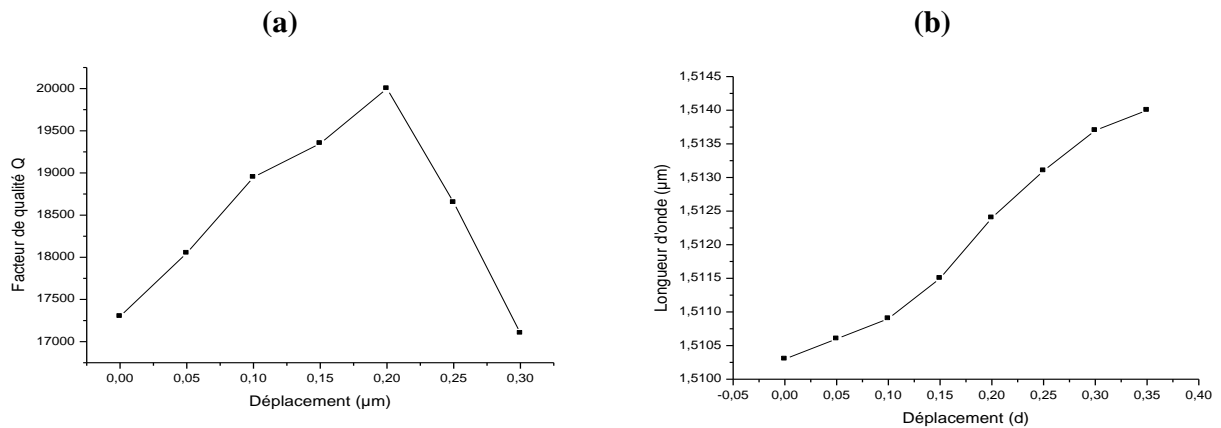


Figure III.32 : Variation du facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de déplacement des deux tiges bordant la cavité L_3 .

La *Figure III.32*, présente l'influence de la variation de position des deux tiges bordant la cavité L_3 sur la longueur d'onde et le facteur de qualité du mode de résonance. Quand le déplacement des deux tiges bordant la cavité augmente, la longueur d'onde de résonance augmente et passe de 1.5103 à 1.5137 μm pour des variations de d de 0.05 à 0.30 μm respectivement. Quant au facteur de qualité, ce dernier augmente et passe par un maximum puis redescend avec l'augmentation du décalage des deux tiges situés au bord de la cavité L_3 . C'est décalage d de 0,20 μm qui permet d'avoir le facteur de qualité le plus élevé et estimé à environ 2×10^4 pour la longueur d'onde de résonance optimale 1.5131 μm . Ce décalage permet l'optimisation maximum du mode au plus fort facteur de qualité.

Le facteur Q peut être affecté par l'augmentation de la taille de la structure [160], il faut sélectionner la taille du cristal afin d'avoir un facteur Q très élevé avec une transmission intense. D'après la *Figure III.33*, nous observons que le facteur de qualité augmente avec l'augmentation de la taille de la structure, tandis que la transmission passe par un maximum et diminue quand on augmente la taille du cristal. Nous pouvons choisir une structure de 25 x25 tiges comme structure optimale et qui a permis d'avoir un facteur Q relativement élevé. Ce facteur Q ainsi que la

transmission du mode résonnant sont très élevés et la valeur calculée du facteur Q et de la transmission pour cette résonance sont $Q = 2.15 \times 10^5$ et $T=96\%$.

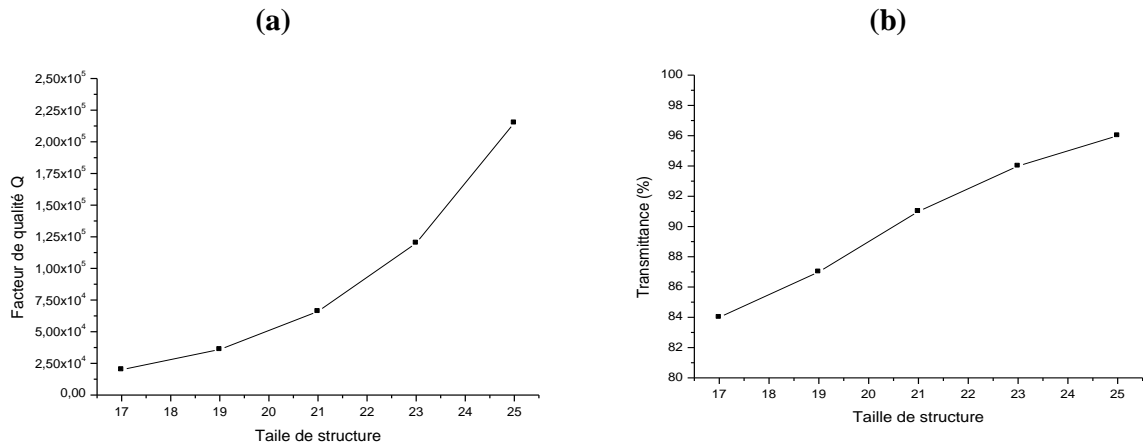


Figure III.33 : Evolution du facteur de qualité et la transmission de la cavité L_3 en fonction de la taille de structure 17x17, 19x19, 21 x21, 23x23 et 25x25.

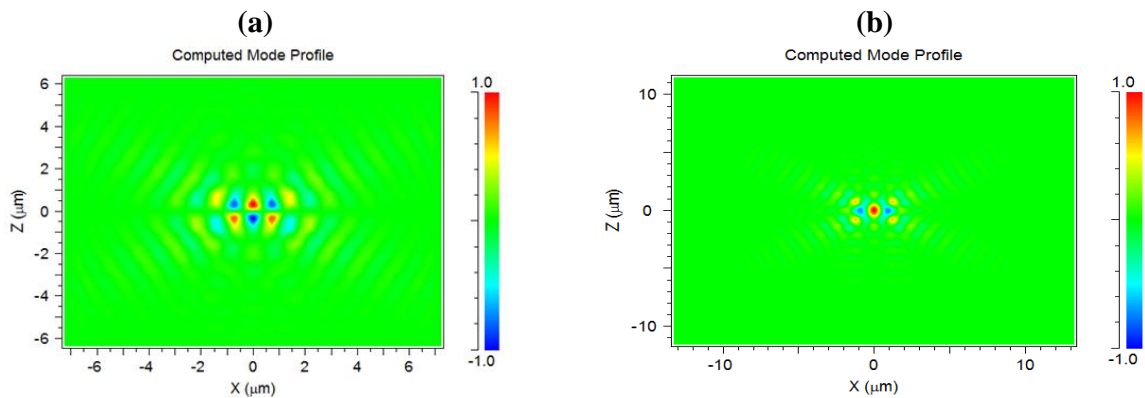


Figure III.34 : Intensité du champ dans la cavité L_3 optimisée : (a) L_3 en fonction de n pour $\lambda_0 = 1.51 \mu\text{m}$, (b) L_3 en fonction de d et taille de structure T pour $\lambda_0 = 1.5131 \mu\text{m}$.

Sur la Figure III.34, les cartographies d'intensité des modes correspondant aux longueurs d'ondes de résonance $1.51 \mu\text{m}$ et $1.5131 \mu\text{m}$ de la cavité linéique L_3 optimisée en fonction de l'indice de réfraction n et le déplacement des deux tiges d'extrémités d sont représentées respectivement. Nous pouvons facilement constaté qu'après chaque opération d'optimisation de la cavité L_3 en fonction du paramètre physique et géométrique, le nombre des points nodaux devient plus petit et le terrain devient plus comprimé dans la direction X , entraînant une réduction des volumes modaux.

III.4. Conclusion

Nous avons étudié au cours de ce chapitre les cavités à cristaux photoniques 2D. Dans ce contexte et en premier lieu nous nous sommes intéressés aux principales notions concernant les cavités à cristaux photoniques, les grandeurs qui les caractérisent tels que la longueur d'onde de

résonance, le facteur de qualité et le volume modal. Puis nous avons abordé les défauts introduits volontairement des cristaux photoniques ; leurs formes, leurs natures et enfin leurs tailles, Ces défauts sont introduits pour ajuster la position spectrale et le facteur de qualité des modes résonants. Ensuite et à la fin de la première partie, nous avons abordé les différents types de défauts et on a montré qu'ils sont groupés en deux grandes classes : défauts ponctuels, défauts couplés. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons étudié exclusivement les cavités à cristaux photoniques de type H_1 et L_3 pour deux structures, l'une connectée et l'autre déconnectée à réseaux de formes triangulaires. Le cristal photonique est à base d'un matériau de faible indice de réfraction (SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2). Malgré le faible indice de réfraction de ces structures nous avons montré que facteur de qualité est élevé et leurs modes résonants sont très sensibles aux variations des paramètres physiques et géométriques du cristal photonique tels que : l'indice de réfraction, la position et la forme des trous situés aux bords de la cavité, et le nombre de rangées de cristaux photoniques bordant la cavité.

L'ensemble de résultats présentés dans ce chapitre, montre que le domaine des cristaux photoniques et les cavités à cristaux photoniques est en évolution continue pour réaliser les fonctions en optique intégrée. De nombreux champs exploratoires sont aujourd'hui ouverts. Le contrôle de facteur de qualité et les modes résonants dans les cavités à cristaux magnéto-photoniques ouvre la voie à la réalisation des nano-composants non réciproques pour l'optique intégrée. Le chapitre suivant sera consacré à l'étude des propriétés optiques des cavités à cristaux magnéto-photoniques 2D fabriquées à base de la matrice sol-gel SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 et dopée par des nanoparticules magnétiques.

CHAPITRE IV

CAVITES A CRISTAUX MAGNETO PHOTONIQUES

DOPEES A L'AIDE DE NANOPARTICULES

MAGNETIQUES

IV.1. Introduction

Depuis quelques années les groupes de recherche combinèrent matériaux magnéto-optiques et cristaux photoniques pour la réalisation de nouveaux composants intégrés non réciproques. Les cavités à cristaux magnéto-photoniques représentent l'élément de base des composants à effet non-réciproque en configuration guidée. Ces derniers étant nécessaires pour le bon fonctionnement des dispositifs de télécommunications tel que les circulateurs magnéto photoniques qui impose un sens giratoire dans une cavité à cristaux magnéto-photoniques.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats obtenus lors de l'étude des caractéristiques des cavités à cristaux magnéto-photoniques. Ces résultats concerne l'étude du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance des cavités magnéto photonique en fonction des concentrations des nanoparticules magnétiques dans une structure magnétique réalisée par la matrice sol-gel.

Nous commençons tout d'abord par la présentation des conditions de simulation en définissant la stabilité de la méthode *FDTD 3D* et en détaillant les conditions aux limites que nous avons utilisées dans nos calculs.

La deuxième partie est dédiée à la description des structures magnéto-photoniques et aux matériaux magnéto-optiques que nous avons utilisés.

La troisième partie du chapitre est consacrée au calcul de la bande interdite de la structure magnéto photoniques. Ce calcul a pour objectif de définir la position et la largeur de la bande interdite magnéto photonique de la structure étudiée, en fonction des concentrations des nanoparticules magnétiques.

La quatrième partie est consacrée à l'étude de la cavité à cristaux magnéto photoniques dans la structure hybride réalisée par la matrice sol-gel SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 dopée par des nanoparticules magnétiques de Maghémite. Il s'agit de déterminer les variations des paramètres des cavités résonantes de type H_1 et L_3 à cristaux magnéto-photoniques pour différentes concentrations des nanoparticules magnétiques, ces propriétés étant le facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance. Il faut noter ici que la variation de ces paramètres est étroitement liée aux variations des indices de réfractions des éléments non diagonaux du tenseur de permittivité de la matrice magnéto-optique par le biais des variations des concentrations des nanoparticules magnétiques. Au regard de ces résultats, nous donnerons une étude comparative avec d'autres cavités magnéto photoniques, et cela pour montrer l'efficacité de notre cavité magnéto photonique.

IV.2. Conditions de simulation magnétique

La méthode des différences finies temporelles à trois dimensions (FDTD 3D) permet de suivre l'évolution du champ électromagnétique dans le temps en tout point de la structure magnétique. Ainsi, quelle que soit l'itération, et quel que soit l'endroit, on peut obtenir la cartographie du champ électromagnétique. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure magnétique. En pratique, on introduit une source de lumière émettant une courte impulsion temporelle dans la structure magnétique, puis on mesure l'évolution des différentes composantes du champ électromagnétique dans le temps et en différents points de la structure magnétique. A la suite et par transformée de Fourier, on obtient la réponse fréquentielle de la structure magnétique.

Cependant, la simulation faite à la suite d'une excitation à spectre large ne permet pas de connaître la répartition spatiale des intensités des différents modes. Pour cela, il faut faire un autre calcul *FDTD 3D* mais cette fois avec une source de spectre fin, de manière à n'exciter qu'un seul mode. Cette seconde simulation permet également de calculer le facteur de qualité du mode à partir de la connaissance de l'évolution du champ en un point en fonction du temps.

La méthode *FDTD 3D* nécessite la discrétisation de l'espace, elle peut simuler le comportement d'une onde optique dans tout type de milieu (diélectrique, magnétique, métal, plasma, ...). La structure magnétique de calcul a donc des propriétés particulières, en fonction du résultat recherché. Les conditions de simulation magnétique que nous avons utilisée dans nos calculs sont les conditions de stabilité et les conditions aux limites (les Condition de Mur ou les Condition absorbants PML). Ces conditions permettent de réaliser la simulation de la structure magnétique en évitant toute réflexion qui viendrait interférer avec le champ de la structure, et permettent d'avoir une représentation finie de la structure magnéto photonique.

IV.1.1. Conditions de stabilité

Le premier problème à résoudre pour éviter l'instabilité numérique de la simulation consiste en le fait que pendant une itération temporelle, un point quelconque d'une onde ne doit pas pouvoir traverser plus d'une cellule *FDTD*. Cela vient du fait que l'algorithme de simulation ne peut propager l'onde que d'un nœud vers un nœud adjacent. L'étude de la stabilité numérique a montré que le pas de discrétisation temporel devait satisfaire une certaine condition pour assurer la stabilité de l'algorithme [56]. En outre, les pas de discrétisation spatiale doivent aussi vérifier certaines conditions pour représenter suffisamment bien la structure à simuler. L'algorithme *FDTD 3D* est intrinsèquement stable si l'inégalité suivante est vérifiée :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (\text{IV.01})$$

Où :

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$: Les pas de discrétisation dans l'espace.

c : La vitesse de propagation d'une onde plane dans le milieu.

Δt : Le pas d'échantillonnage temporel.

Cette condition de stabilité implique, si les pas de discrétisation dans les trois directions spatiales sont égaux, à l'inégalité suivante :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{c\sqrt{3}} \quad (\text{IV.02})$$

Et avec de bonnes résolutions spatiales $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ il est possible que l'algorithme de calcul FDTD 3D permet d'avoir une évolution temporelle des champs électriques et magnétiques. Ces résolutions seront alors :

$$\Delta x = \Delta y = \Delta z \leq \frac{\lambda}{10\sqrt{\epsilon}} \quad (\text{IV.03})$$

IV.2.2. Conditions aux limites

Pour implémenter l'algorithme de calcul sur machine nécessite la restriction du domaine de la résolution des équations de Maxwell ouvert à un domaine borné pour limiter la taille de la mémoire utilisée, et par conséquent le temps de calcul. Ce domaine spatial borné que nous nommerons espace de travail devra être suffisamment grand pour contenir toute la structure d'étude et les conditions aux limites simuleront son extension à l'infini. Il existe deux types de conditions aux limites : les conditions de Mur et les conditions absorbantes PML (*Perfectly Matched Layer*).

Selon les conditions d'absorption de type Mur, il s'agit d'introduire une interface pour limiter le volume de simulation qui laisse passer toute onde électromagnétique sans aucune réflexion (*Figure IV.01*), et produire l'illusion d'un domaine ouvert [161]. Ces conditions ne sont pas applicables pratiquement aux coins du domaine de calcul. Pour cela, les conditions aux limites utilisés dans nos calculs sont les condition absorbantes qu'on appelle *PML*. Ces conditions aux limites sont certainement les conditions absorbantes les plus performantes aujourd'hui. Elles permettent de descendre à des réflexions en amplitude du champ de l'ordre de 10^{-5} , sur une très large gamme d'incidences et de fréquences.

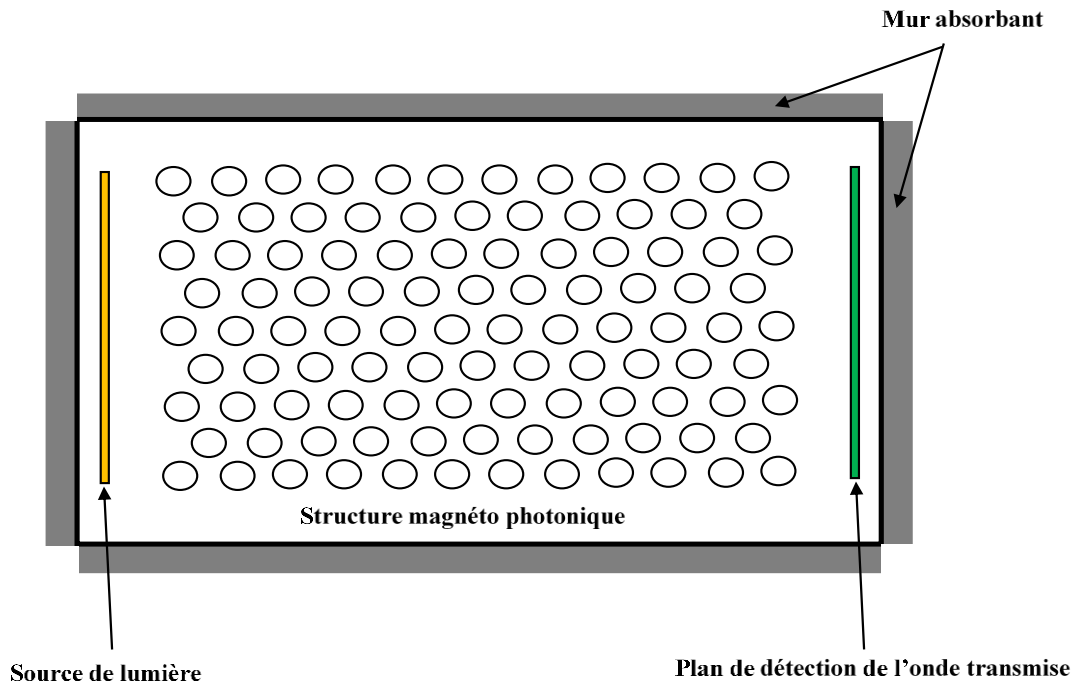


Figure IV.01 : Conditions d'absorption de Mur.

IV.2.3. Conditions absorbantes PML (*Perfectly Matched Layer*)

La condition d'absorption de type *PML* est un domaine artificiel créé pour le calcul numérique afin de traiter les problèmes de propagation d'ondes dans les milieux infinis. Sachant qu'en simulation numérique les domaines conçus ne peuvent pas être infinis, l'idée est de mettre en place des conditions aux limites absorbantes aux frontières du domaine étudié pour empêcher l'onde de se réfléchir au niveau de ces frontières. Les ondes traversent ainsi l'interface entre le domaine Non *PML* et le domaine *PML* sont absorbées au niveau de ce dernier. La formulation mathématique de la *PML* en *FDTD* a été introduite pour la première fois par *Bérenger et al* en 1994 pour les ondes électromagnétiques régies par les équations de Maxwell [162].

Ces conditions partent de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présente une conductivité électrique σ et conductivité magnétique σ^*). Dans le vide, cette condition s'exprime:

$$\sigma/\varepsilon_0 = \sigma^*/\mu_0 \quad (\text{IV. 04})$$

Où : ε_0 désigne la permittivité du vide et μ_0 sa perméabilité magnétique.

Dans le cas d'une onde à incidence normale à l'interface qui vérifie la condition (IV. 04), l'onde n'est donc pas réfléchié à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant.

Dans le cas où l'onde arrive avec une incidence quelconque, il suffit de rajouter des couches de type *PML* tout autour du domaine de calcul pour l'absorber sans réflexions. L'épaisseur de cette couche peut être choisie aussi grande que nécessaire pour absorber l'onde incidente.

Une condition de mur métallique peut alors être imposée en limite de *PML* sans réflexions conséquentes d'énergie dans le domaine de calcul.

L'utilisation de la condition absorbant *PML* pour une structure magnéto photonique est reportée en *Figure IV.02*.

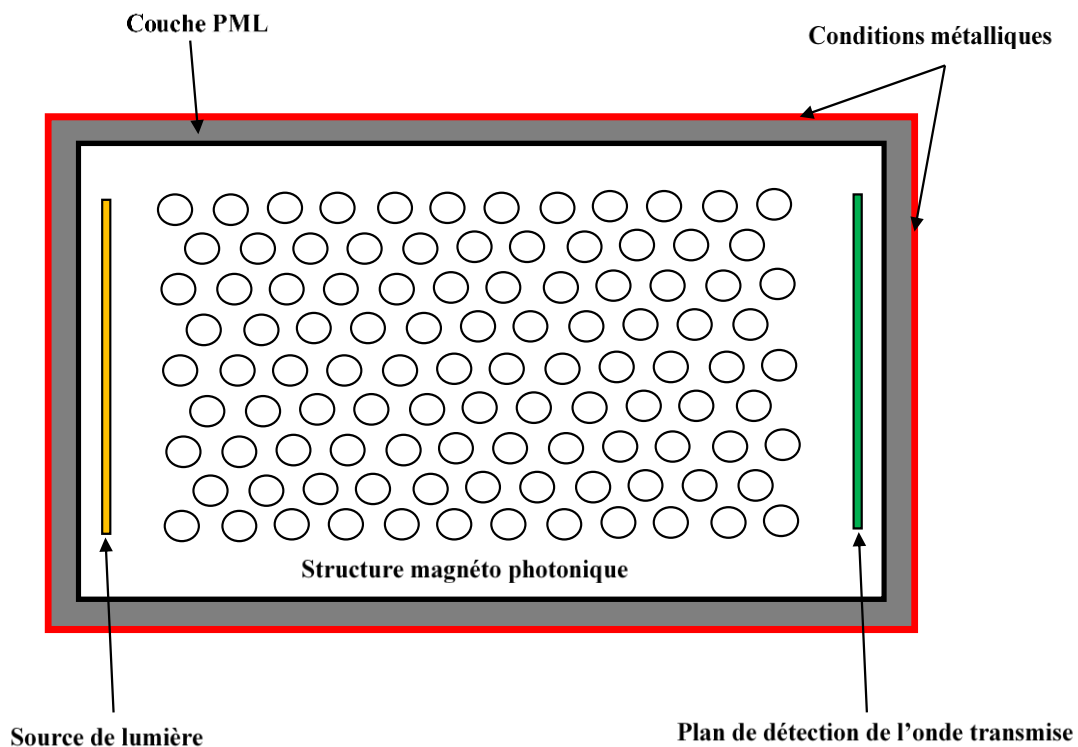


Figure IV.02 : Utilisation des Conditions d'absorption PML pour une structure magnéto photonique 2D.

IV.2. Structure magnéto photonique

Dans ce travail on utilisera une structure à cristaux photoniques à base d'un matériau magnéto-optique bidimensionnelles.

IV.2.1. Matériau magnéto optique utilisé

Le matériau de base utilisé pour la structuration du cristal magnéto photonique 2D est un mélange composé de deux matériaux dont l'un est le SiO_2 (le dioxyde de silicium) d'indice de réfraction $n=1.4$ et l'autre matériau est caractérisé par un indice de réfraction plus élevé par rapport au premier $n= 2.3$ qui est le TiO_2 ou ZrO_2 (le dioxyde de titane ou le dioxyde de Zr).

Le SiO_2/TiO_2 ou le SiO_2/ZrO_2 est un matériau caractérisé par un indice de réfraction facilement modulable entre 1.51 et 1.58 selon le pourcentage des deux matériaux dans le composé à la longueur d'onde 1550 nm [150]. Ces matériaux deviennent de plus en plus utilisés en optique intégrée grâce à leurs propriétés intéressantes que ce soient optiques ou magnétiques après le dopage avec des nanoparticules magnétiques.

Les résultats présentés dans le *Tableau IV. 1*, montrent que l'indice de réfraction des matrices SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 peut être varié dans la gamme $n=1.51$ jusqu'au $n=1.58$ selon la concentration molaire des deux matériaux. Cette flexibilité de l'indice de réfraction sera utile pour adapter les caractéristiques optiques d'une structure magnéto photonique. Cela nous donne un moyen pour modifier la valeur de l'indice de la structure magnéto photonique capable d'ouvrir une large bande interdite photonique ($n=1.58$).

Concentration molaire : SiO_2/ ZrO_2 ou TiO_2	Type de matrice	Indice à $\lambda =1550$ nm
Sol 10/3	SiO_2, ZrO_2	1.504
Sol 10/7	SiO_2, ZrO_2	1.515
Sol 10/10	SiO_2, ZrO_2	1.528
Sol 10/12	SiO_2, TiO_2	1.580
Sol 10/10	SiO_2, TiO_2	1.575

Tableau IV. 1 : *l'indice de réfraction de la structure magnéto photonique en fonction de taux de concentration du Titane ou de zirconium dans le sol à la longueur d'onde 1550nm [150].*

Généralement, le tenseur de permittivité $\hat{\epsilon}$ de la structure magnéto photonique est composé de deux contributions : Les éléments diagonaux correspondent au tenseur de permittivité du milieu isotrope ϵ et les éléments non diagonaux du tenseur ϵ_{xy} correspondent à l'influence de l'anisotropie magnétique régnant au sein du matériau. Les éléments du tenseur ϵ_{xy} sont proportionnels à la quantité des nanoparticules de Maghémite utilisées pour le dopage de la matrice SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 .

Dans le cas général, les matériaux ferromagnétique ou ferrimagnétiques comme le matériau SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 s'aimantent très fortement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur tels que la Maghémite, le tenseur de permittivité prend la forme suivante [163] :

$$\hat{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{bmatrix} \quad (IV.05)$$

Où

ε : représente les éléments diagonaux du tenseur de la matrice magnéto-optique, généralement, il est complexe est donné par :

$$\varepsilon = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon' + \varepsilon'' \quad (\text{IV.06})$$

En considérant, l'indice de réfraction de la matrice magnéto-optique complexe donné par la formule suivante :

$$N = n + ik \quad (\text{IV.07})$$

$$\varepsilon = (n + ik)^2 \quad (\text{IV.08})$$

On peut aboutir à :

$$\begin{cases} \varepsilon' = n^2 - k^2 \\ \varepsilon'' = 2nk \end{cases} \quad (\text{IV.09})$$

Avec :

n représente la partie réelle de l'indice de réfraction complexe des éléments diagonaux de la matrice magnéto-optique, il est lié à la longueur d'onde de travail ($n=1.51$ à $1.55\mu\text{m}$).

K représente la partie imaginaire de l'indice complexe des éléments diagonaux, il est appelé le coefficient d'extinction et dû aux phénomènes d'absorption intrinsèque de la matrice magnéto-optique, il est donné par :

$$k = \frac{\alpha \cdot \lambda}{4\pi} \quad (\text{IV.10})$$

α : représente les pertes de propagation dans la structure, ils sont dûs principalement à l'absorption intrinsèque dans le matériau magnéto-optique. Pour la matrice d'oxyde dopée par des nanoparticules magnétiques, le coefficient d'absorption α est proportionnel à la concentration des nanoparticules magnétiques VF (%) à travers la relation suivante [73] :

$$\alpha(\text{cm}^{-1}) = 23 \times VF(\%) \quad (\text{IV.11})$$

La rotation de Faraday spécifique θ_F est proportionnelle à la concentration volumique VF (%), en nanoparticules de Maghémite dans la matrice $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ à travers la relation [73] :

$$\theta_F(^{\circ}/\text{cm}) = 206 \times VF(\%) \quad (\text{IV.12})$$

D'autre part, les éléments non diagonaux notés ε_{xy} , sont proportionnels à l'aimantation régnant au sein de la matrice. Ils sont donnés par :

$$\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = \varepsilon'_{xy} + \varepsilon''_{xy} \quad (\text{IV.13})$$

Les parties réelle et imaginaire des éléments non diagonaux sont fortement liées à la rotation de Faraday θ_F et à l'ellipticité η_F [163].

$$\begin{cases} \varepsilon'_{xy} = \frac{\lambda}{\pi} (n\theta_F - k\eta_F) \\ \varepsilon''_{xy} = \frac{\lambda}{\pi} (n\theta_F + k\eta_F) \end{cases} \quad (\text{IV. 14})$$

Dans la limite où les éléments non diagonaux sont négligeables devant les valeurs des éléments diagonaux : $|\varepsilon'_{xy}| \ll |\varepsilon|$ et pour des faibles absorptions, la partie imaginaire ε''_{xy} peut être écrite sous la forme [163] :

$$\varepsilon''_{xy} = \text{Im}(\varepsilon_{xy}) = \frac{\theta_F \cdot \lambda \sqrt{\varepsilon}}{\pi} \quad (\text{IV. 15})$$

Avec :

n : est l'indice de réfraction de la matrice ($\varepsilon = n^2$), et λ : est la longueur d'onde de travail.

Au cours de ce chapitre, nous allons simuler numériquement le facteur de qualité des cavités à cristaux magnéto photoniques 2D structurées en réseaux triangulaires et dopées avec des nanoparticules magnétiques de concentrations entre 1% et 42%.

IV.2.2. Concentration des nanoparticules magnétiques

Dans ce travail, nous utilisons principalement la Maghémite pour doper notre sol et conférer aux structures magnéto photoniques des propriétés magnéto-optiques. Les nanoparticules de Maghémite, utilisées lors du travail de cette thèse, possèdent une faible anisotropie magnéto cristalline illustrée par un H_a de 1000Oe pour un diamètre moyen de 10nm [164]

En appliquant les relations IV.12 et IV.15 pour une matrice dopée avec une concentration VF% de nanoparticules magnétiques de Maghémite, nous pouvons aboutir aux résultats du *Tableau IV.02*. Dans ce dernier, on rapporte les valeurs de la rotation de Faraday et les éléments non diagonaux correspondants aux différentes concentrations des nanoparticules [165].

VF(%)	$\theta_F(^{\circ}/cm) = 206 \times VF(\%)$	$\text{Im}(\varepsilon_{xy}) = (\theta_F \cdot \lambda \sqrt{\varepsilon})/\pi$	$n_{xy} = \sqrt{\text{Im}(\varepsilon_{xy})}$
1	206	0,000267857	0,016366344
2	420.24	0,000546429	0,023375815
12	2472	0,003214287	0,056694679
20	4120	0,005357144	0,073192516
39	8034	0,010446432	0,102207787
42	8652	0,011250003	0,106066033

Tableau IV.02 : Les valeurs de θ_F et n_{xy} en fonction de la concentration de nanoparticules VF% [165].

IV.2.3. Structure proposée

Le cristal magnéto photonique étudié est un réseau triangulaire de période a de $0.75\mu\text{m}$ et de trous d'air circulaire de rayon r de $0.27\mu\text{m}$. Ces trous sont percés dans une membrane à matrice composé de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ comme il est représenté sur la *Figure IV.03*. La structure magnéto photonique est obtenue en dopant la matrice diélectrique $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ par voie sol-gel avec les nanoparticules de Maghémite ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) possédant un diamètre de 10 nm . La *Figure IV.04* donne la distribution de l'indice de réfraction de la structure magnéto photonique que nous avons élaboré pour les éléments diagonaux $\varepsilon = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$ correspondent à l'indice du milieu isotrope, et les éléments non diagonaux $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx}$ correspondent à l'indice du milieu anisotrope.

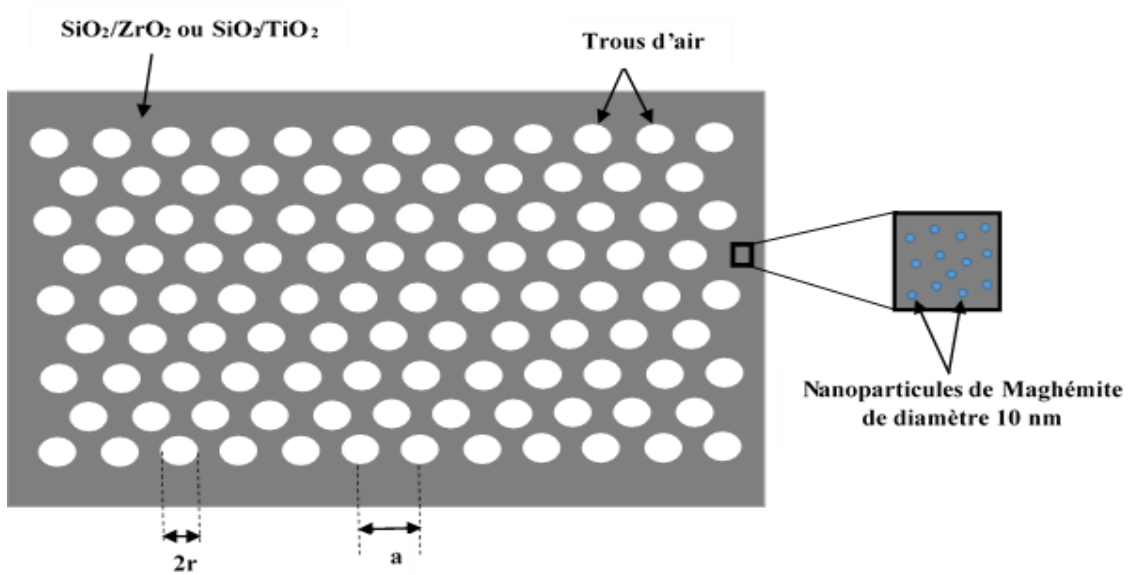


Figure IV.03 : Structure du cristal magnéto photonique 2D réalisé en dopant la matrice sol-gel $\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2 / \text{ZrO}_2$ avec les nanoparticules de Maghémite [166,168].

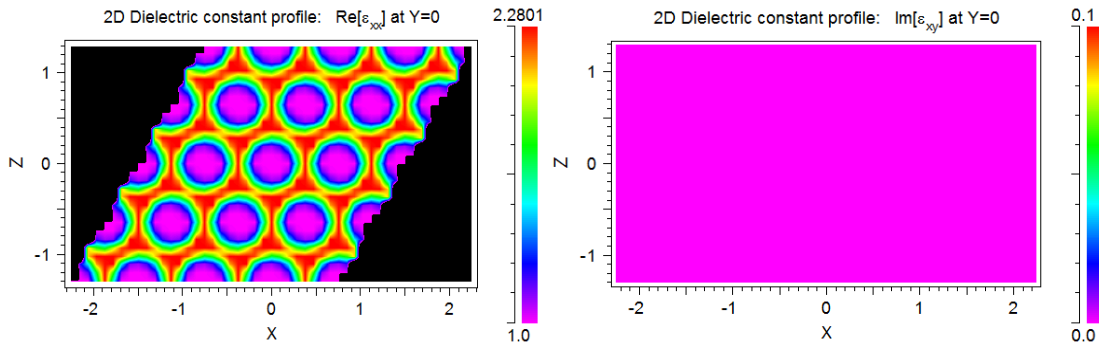


Figure IV.04 : Distribution de la constante de permittivité : permittivité des éléments diagonaux $\varepsilon = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = 1.51^2$, et permittivité des éléments non diagonaux $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = 0.016^2$ [168].

IV.4. La bande interdite magnéto photonique

La *Figure IV.05* représente le diagramme de bandes de la structure magnéto photonique 2D pour les deux modes de la polarisation *TE* (bleue) et *TM* (rouge). La matrice sol gel SiO_2 / TiO_2 ou SiO_2 / ZrO_2 possède une permittivité des éléments diagonaux $\varepsilon = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = 1.51^2$ et une permittivité des éléments non diagonaux $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = 0.016^2$. Dans ces conditions, le cristal magnéto photonique étudié ne présente aucune bande interdite photonique pour le mode *TE* (en bleu), par contre on constate l'existence d'une bande interdite photonique pour le mode *TM* (en rouge) qui apparaît pour des longueurs d'ondes λ comprises entre 1.4898 et 1.5522 μm .

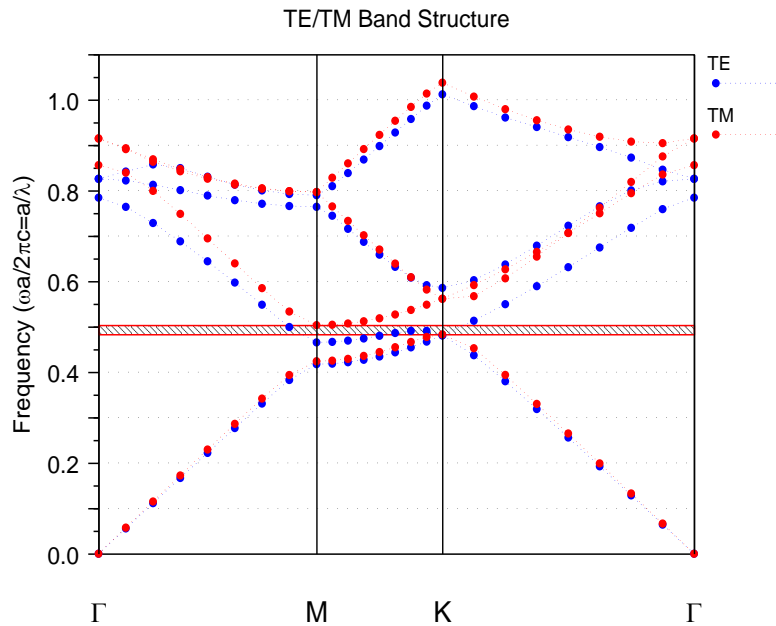


Figure IV.05 : Diagramme de bande interdite magnéto photonique en utilisant la méthode des ondes planes.

Après avoir démontré l'existence d'une bande interdite photonique, il est intéressant d'étudier l'influence de la concentration des nanoparticules magnétiques $VF\%$ introduite dans la matrice SiO_2 / TiO_2 ou SiO_2 / ZrO_2 sur la bande interdite c'est-à-dire : l'effet de l'anisotropie magnétique de l'indice des éléments non diagonaux sur la bande interdite magnéto photonique.

Les *figures IV.06 (a)* et *(b)*, illustrent les variations de la bande interdite magnéto photonique en fonction de différentes concentrations $VF\%$ et pour différentes valeurs de l'indice de réfraction des éléments diagonaux. La simulation été faite en utilisant la méthode des ondes planes bidimensionnelle *PWM 2D*.

D'après la *figure IV.06 (a)*, il est clair que pour différentes concentrations des nanoparticules magnétiques (VF varie de 1% à 42%) la bande interdite ne change pas mais on constate plutôt un changement dans la fréquence vers le haut en fonction des concentrations $VF\%$.

D'autre part, plus l'indice est élevé la bande interdite se déplace vers la droite. En effet, la longueur d'onde centrale ($\lambda_0 = (\lambda_{\min} + \lambda_{\max}) / 2$) varie de $\lambda_0 = 1,5210$ à $1,5628$ pour les valeurs de n allant de 1,51 à 1,58 respectivement.

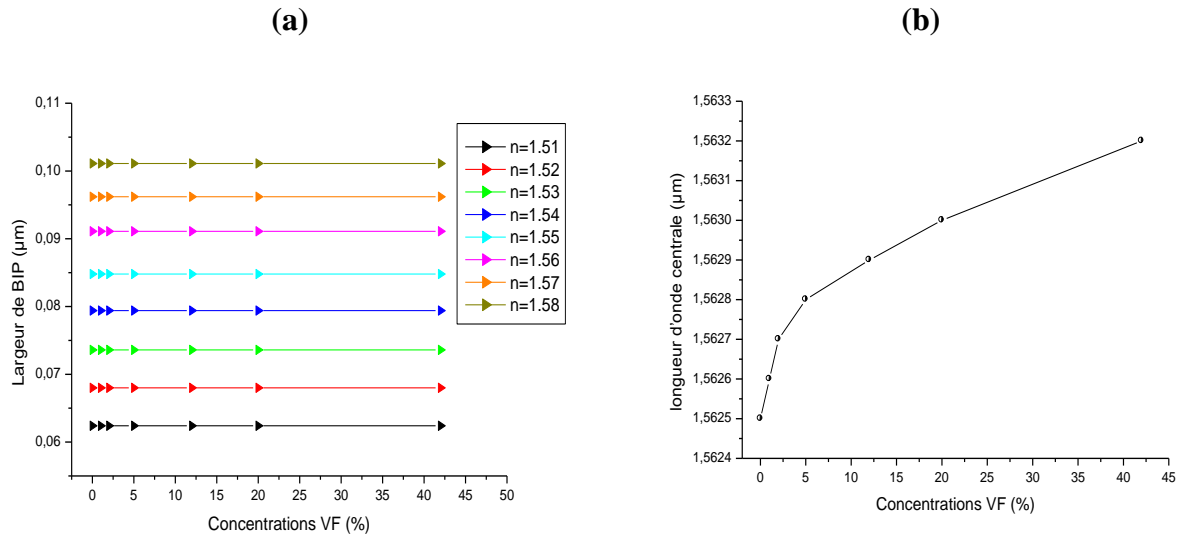


Figure IV.06 : (a) La bande interdite magnéto photonique en fonction de différentes concentrations VF%, (b) variations de la longueur d'onde centrale en fonction de différentes concentrations VF% de cristal magnéto photonique 2D [170].

La largeur de bande interdite est fortement liée à l'indice de réfraction des éléments diagonaux du tenseur de permittivité ϵ_{xx} , ϵ_{yy} et ϵ_{zz} , par contre la concentration VF% due aux indices des éléments non diagonaux du tenseur de permittivité $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx}$ n'ont aucun effet sur la largeur de la bande interdite

Dans notre cas, l'indice de réfraction des éléments non diagonaux peut être varié de $n_{xy} = -n_{yx} = 0.016$ pour VF = 1% à 0,106 pour VF = 42%. Cette variation de l'indice des éléments non diagonaux n'affecte pas la largeur de bande interdite, mais il affecte fortement les propriétés magnétiques et la rotation de Faraday. On peut constater que pour $n = 1,58$ et pour une concentration des nanoparticules magnétiques VF variant de 1% à 42%, les bandes interdites magnéto photoniques se déplacent vers la droite (les longueurs d'onde élevées). En effet, la longueur d'onde centrale λ_0 varie de $1,5628\mu\text{m}$ à $1,5635\mu\text{m}$ pour VF allant de 1% à 42% respectivement (figure IV.06 (b)).

IV.5. Cavités à cristaux magnéto photoniques

IV.5.1. Variation du facteur de qualité dans la cavité H₁ en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques

Dans cette thèse nous avons donné une nouvelle structure de cavité à cristaux magnéto photoniques. Cette structure est réalisée par une matrice sol-gel SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 dopée par des nanoparticules magnétiques de Maghémite ($\gamma-Fe_2O_3$) de diamètre de 10 nm, comme il est représenté sur la *Figure IV.07*. Les cavités magnétiques sont les éléments clés de dispositifs non réciproques qui effectuent le guidage, le modelage et la circulation du signal magnéto-optique [163,165]. La microcavité H₁ est le type le plus simple des cavités hexagonales H_n à cristaux photoniques, elle est obtenue par l'omission d'un trou unique dans le centre du cristal photonique.

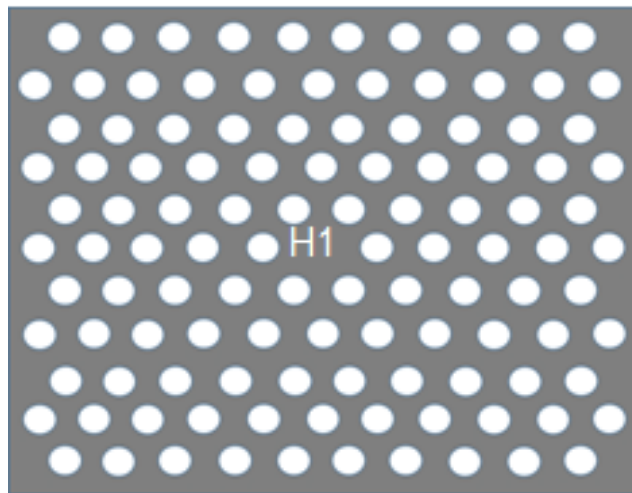


Figure IV.07 : *Structure magnéto photonique de cavité H₁ formé par l'omission d'un trou unique.*

D'après le paragraphe *III.3.1.3* du chapitre précédent, et d'après les résultats que nous avons obtenus, il est clair que l'indice de réfraction possède une grande influence sur le facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance. En effet, Le *Tableau IV.03* donne un bilan du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction, lorsque ce dernier varie de 1.51 à 1.58 pour une excitation optique de longueur d'onde $\lambda=1,55\mu\text{m}$ (longueur d'onde utilisé *en* télécommunication). Du *Tableau IV.03* on peut constater que les valeurs du facteur de qualité s'améliorent avec l'augmentation de l'indice de réfraction n dans le cas de la cavité H₁. A la valeur de l'indice de réfraction $n=1.58$ correspond le facteur de qualité Q le plus élevé, ces valeurs seront alors prises comme valeurs optimales. Le facteur de qualité Q du mode résonnant dans ce cas est de 116 et cela pour une longueur d'onde de résonance $\lambda_0 = 1.546\mu\text{m}$ est [168].

Indice de réfraction n	Longueur de résonance λ	Facteur de Q
1.51	1.515	41
1.52	1.522	57
1.53	1.529	64
1.54	1.533	73
1.55	1.537	81
1.56	1.540	92
1.57	1.543	104
1.58	1.546	116

Tableau IV.03 : bilan du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction.

L'évolution du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance de la nouvelle structure à cristaux magnéto-photoniques en fonction de la concentration en VF% des nanoparticules magnétiques ont été obtenu grâce à l'outil automatisé Q-Finder intégré dans l'environnement *RSoft* (Ce dernier utilise aussi la méthode FDTD 3D). Les paramètres de simulation relatifs sont les suivantes :

- La structure est excitée par une source gaussienne d'une largeur spectrale de 750nm centrée à une longueur d'onde de 1550nm.
- Un capteur est placé au centre de la microcavité et possède une résolution spectrale de 200pm.
- La fenêtre temporelle Δt respectant le critère de stabilité est de 0.01.

La transmission du signal lumineux reçu au niveau du récepteur est aussi une propriété très importante de la cavité à cristaux magnéto photonique. Pour cela l'étude de sa variation en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques VF% s'avère indispensable. C'est l'objet de cette partie du chapitre.

La matrice sol-gel est dopée avec une concentration VF% allant de 1% à 39 %, ce qui représente un indice de réfraction pour les éléments non diagonaux entre $n_{xy} = -n_{yx} = 0.016$ pour VF=1% et 0.102 pour VF=39%. Le tenseur de la matrice sera écrit alors, comme suit :

$$\hat{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon = 1.58^2 & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon = 1.58^2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon = 1.58^2 \end{bmatrix}$$

Avec :

ε : est la permittivité de la matrice SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 considérée isotrope, la valeur de ce dernier est 2.4964 à la longueur d'onde $\lambda = 1,55\mu m$.

$\varepsilon_{xy}, \varepsilon_{yx}$: sont les constante de permittivité des éléments non diagonaux responsables des effets non réciproques, elles sont comprise entre :

$$0.000256 \leq \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} \leq 0.010404$$

La *Figure IV.08*, montre l'influence de la concentration des nanoparticules magnétiques VF% sur la réponse fréquentielle de la cavité H_1 magnétique pour $n = 1.58$. La transmission diminue avec l'augmentation de la concentration VF%. La transmission 'T' peut être estimée entre 55% et 15% cela pour une fraction de volume variant entre 1% et 39% respectivement cela étant dit, une meilleure transmission de 80% est obtenue pour VF = 0%.

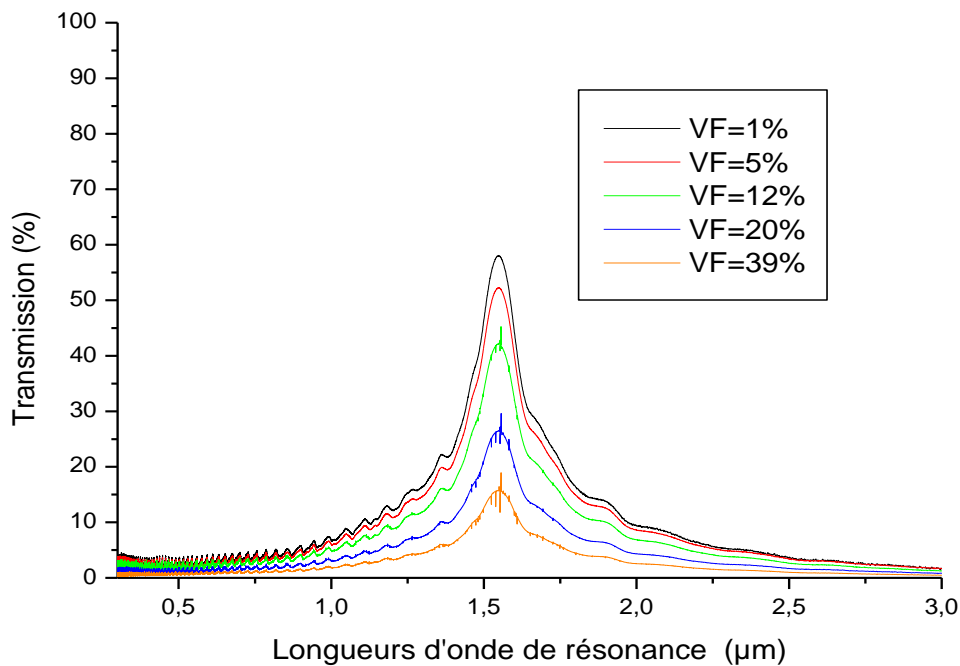


Figure IV.08 : spectre de transmission de la cavité H_1 à cristaux magnéto photonique formé par l'omission d'un trou unique en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques VF% [166,170].

La *Figure IV.09* présente la dépendance du facteur de qualité et de la longueur de résonance de la cavité H_1 en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques VF%. Cette figure montre que le facteur de qualité diminue avec l'augmentation de la concentration VF%. En effet, nous avons trouvé que le facteur de qualité Q est de 68 et 10 pour VF=1% et 39% respectivement et ces valeurs correspondent aux pics de résonance situés à $\lambda = 1.5477\mu\text{m}$ et à $\lambda = 1.5565\mu\text{m}$ respectivement aussi. Nous pouvons clairement remarquer que les abscisses des pics de résonances (les longueurs d'ondes de résonances) de cette cavité magnétique se déplacent vers les hautes longueurs d'onde. La diminution du facteur de qualité peut être expliquée par l'augmentation de l'anisotropie magnétique due au dopage de la matrice $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ avec des nanoparticules magnétiques VF%.

Remarquons que le facteur de qualité est toujours faible de l'ordre de 10^2 en fonction de VF%. Les faibles valeurs de Q sont principalement dues aux effets magnéto-optique engendrés par les indices de réfractions des éléments non diagonaux, ces derniers produisant les pertes optiques. Une optimisation du facteur de qualité impose alors la réduction de cette anisotropie (concentration des nanoparticules magnétiques VF%) ; cause majeur de l'augmentation des pertes optiques dans la cavité à cristaux magnéto photonique. Ces pertes se manifestent alors comme des pertes radiatives de rayonnement en surface de la cavité lorsque le matériau magnétique présente une absorption.

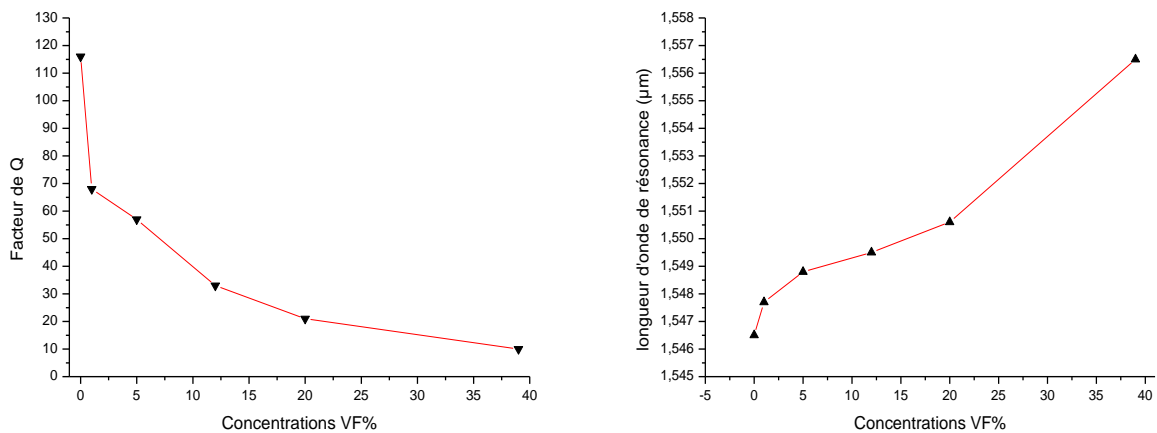


Figure IV.09 : *Variation du facteur de qualité et longueur d'onde de résonance de la cavité H1 à cristaux magnéto photonique en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques VF% [168,170].*

IV.5.2. Variation du facteur de qualité dans la cavité L3 en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques

Une application particulièrement importante dans l'optique intégrée qui pourrait être réalisée avec des cavités à cristaux magnéto photoniques est la réalisation de circulateurs magnéto-photoniques. Ce dispositif non-réciproque peut être réalisé en exploitant le caractère fantastique d'une cavité à cristaux magnéto photoniques. En effet, ces cavités sont capables de guider la lumière dans les circulateurs magnéto-photoniques dans un sens et de la bloquer dans les autres sens, lorsqu'elle est soumise à un champ magnétique.

La structure magnéto photonique précédente sera considérée à nouveau comme support d'étude mais avec un léger changement. Ce dernier consiste en la réalisation d'une cavité L₃ à la place de celle H₁ comme il est montré sur la *Figure IV.10*. La microcavité L₃ magnétique est obtenue par l'omission de trois trous adjacents dans le centre de la structure magnétique suivant la direction *TK* du cristal magnéto photonique.

Dans le paragraphe III.3.1.4 du chapitre précédent, Nous avons présenté les principaux résultats obtenus lors de l'étude de la variation du facteur de qualité Q d'une cavité L_3 en fonction de l'indice de réfraction ; ces résultats sont regroupés dans le tableau IV.04.

A partir de ces résultats on constate une augmentation remarquable du facteur de qualité avec l'augmentation de l'indice de réfraction, et nous avons alors montré que la meilleure valeur de Q est de 400 correspondant à $n=1.58$ et une longueur d'onde de résonance λ de $1.539\mu\text{m}$. On peut alors en déduire que la valeur 1.58 de l'indice de réfraction est un optimum puisque il lui correspond la plus haute transmission et le facteur de qualité Q le plus élevé. Cette valeur sera par conséquent affectée aux éléments diagonaux de la matrice sol gel pour avoir une configuration optimale.

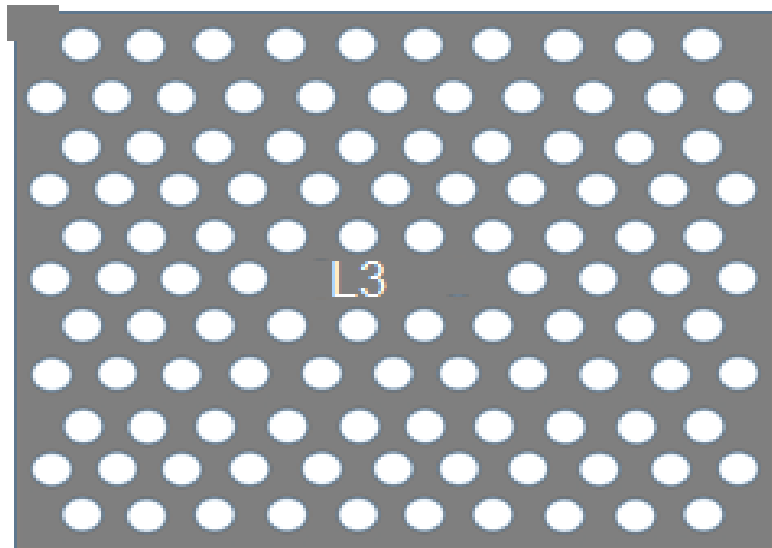


Figure IV.10 : Structure magnéto photonique de cavité L_3 formé par l'omission de trois trous adjacents.

<i>Indice de réfraction n</i>	<i>Longueur de résonance λ</i>	<i>Facteur de Q</i>
1.51	1.474	80
1.52	1.488	150
1.53	1.492	190
1.54	1.508	240
1.55	1.519	280
1.56	1.528	310
1.57	1.533	350
1.58	1.539	400

Tableau IV.04 : bilan du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction de cavité L_3 .

Par la suite nous allons faire varier l'anisotropie magnétique des éléments non diagonaux ($n_{xy} = -n_{yx}$) entre 0.016 et 0.106 et pour réaliser cette opération, la matrice sol-gel a été dopée avec des nanoparticules magnétiques de concentration VF% entre 1% et 42 %.

Sur la *figure IV.11*, nous avons reporté les spectres de transmissions associés au système magnéto photonique constitué par la microcavité L_3 , ce système étant éclairé par une source de lumière appliquée à son centre. La matrice sol-gel a été dopée avec des nanoparticules magnétiques de concentration VF = 1%. Nous constatons l'existence d'un monomode de cavité à $1.5431\mu\text{m}$, caractérisé par une transmission proche de 80%. Puis la transmission diminue avec l'augmentation de la concentration VF%, donc plus la concentration VF% est importante, la transmission diminue et atteint à la fin une valeur minimale de 10% pour VF = 42%, et aussi en remarque que le pic résonnant se déplace lentement vers la longueur d'onde de $\lambda = 1.5528\mu\text{m}$.

Afin de mieux analysé le cristal magnéto photonique 2D, le domaine de calcul est défini et est discrétisé avec un maillage spatiale de pas Δx , Δy et Δz ($\Delta x = \Delta y = \Delta z$) de 0.02. L'espace temporel quant à lui est discrétisé avec un pas $\Delta t = 0.01$. Dans nos simulations faites par le module Fullwave nous avons fixé le nombre d'itération à 400000 itérations.

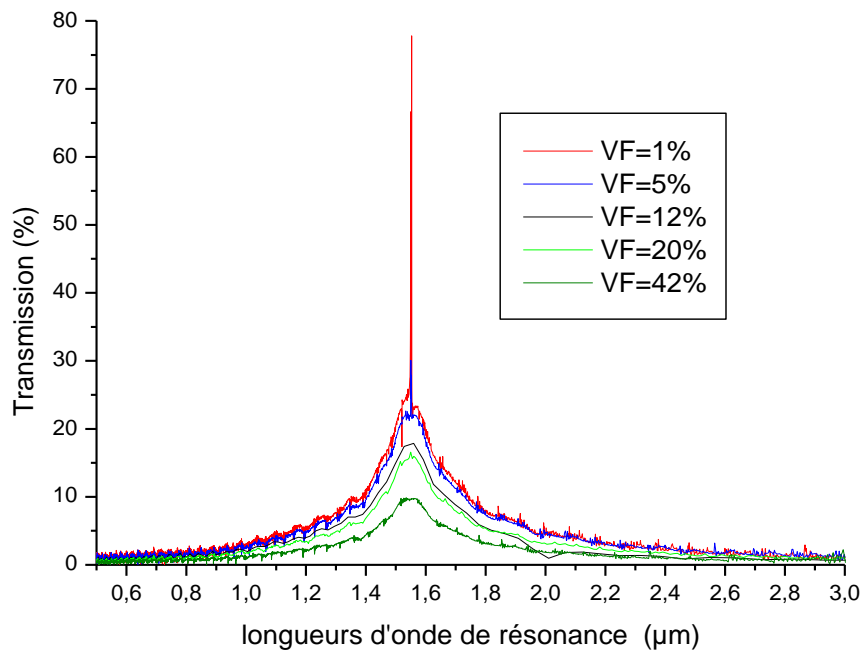


Figure IV.11 : spectre de transmission de la cavité L_3 à cristaux magnéto photonique formé par l'omission de trois trous adjacents en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques VF% [170].

En fin de simulation, les principaux résultats accessibles aux chercheurs sont : les cartographies des différentes composantes des champs ainsi que le facteur de qualité Q. La *figure*

IV.12, montre un exemple de distribution spatiale du champ dans le cas d'une cavité résonante magnétique L_3 . Les cartographies d'intensité des modes de longueurs d'onde de résonance $1.5431\mu\text{m}$ et $1.5528\mu\text{m}$ en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques VF% sont représentées respectivement pour VF=1% et VF=42%. Nous pouvons facilement constater que l'intensité du champ est maximale dans la direction x et les lignes de champ sont plus proches les uns des autres. Le champ est alors plus comprimé dans la cavité magnéto photonique L_3 à une concentration des nanoparticules magnétiques VF = 1%, entraînant une réduction des volumes modaux et une augmentation de facteur Q.

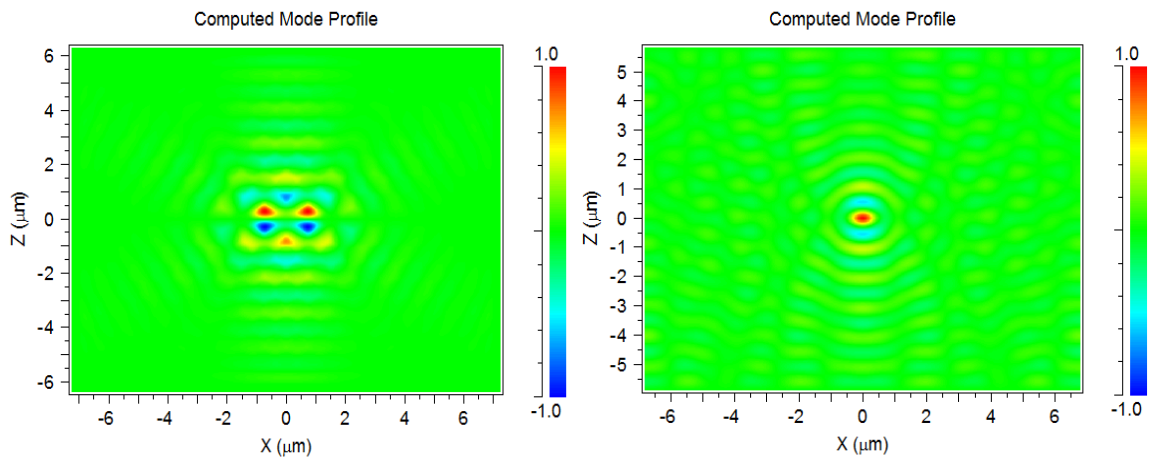


Figure IV.12 : *distribution de l'intensité du champ de la cavité L_3 à cristaux magnéto photonique pour : (a) VF=1%, (b) VF=42%.*

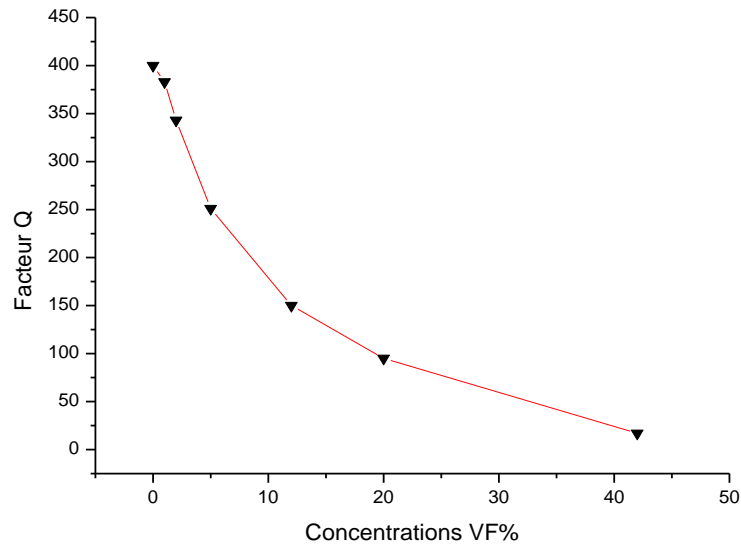
Pour décrire les effets de l'anisotropie magnétique due aux indices des éléments non diagonaux sur le facteur de qualité, nous avons calculé le facteur de qualité de la cavité L_3 à cristaux magnéto photonique pour différentes valeurs de concentration des nanoparticules magnétiques VF%. Les résultats des différentes simulations sont représentés graphiquement sur la *Figure IV.13*.

L'anisotropie magnétique due aux indices des éléments non diagonaux réduit le facteur de qualité Q de la cavité L_3 magnétique et le monomode résonant se déplace de $0,0137\mu\text{m}$ lorsque la matrice sol gel est dopée avec 42%. La valeur calculée du facteur Q pour une concentration VF = 1% est de 383, le même calcul est répété pour les autres valeurs de concentration VF%. A partir des courbes du facteur Q représentées en *Figure IV.13*, on constate clairement que le facteur de qualité diminue jusqu'à atteindre une valeur minimale de 17 pour une concentration des nanoparticules magnétiques VF=42%.

On peut noter que le facteur de qualité dans une microcavité magnétique L_3 est plus bas que VF=0% (cavité optique), cela est traditionnellement attribué aux pertes liées à l'absorption

des matériaux magnéto optiques (ces pertes augmentent avec l'augmentation de la concentration VF%) et aux pertes radiatives intrinsèque au niveau de l'interface des trous.

(a)



(b)

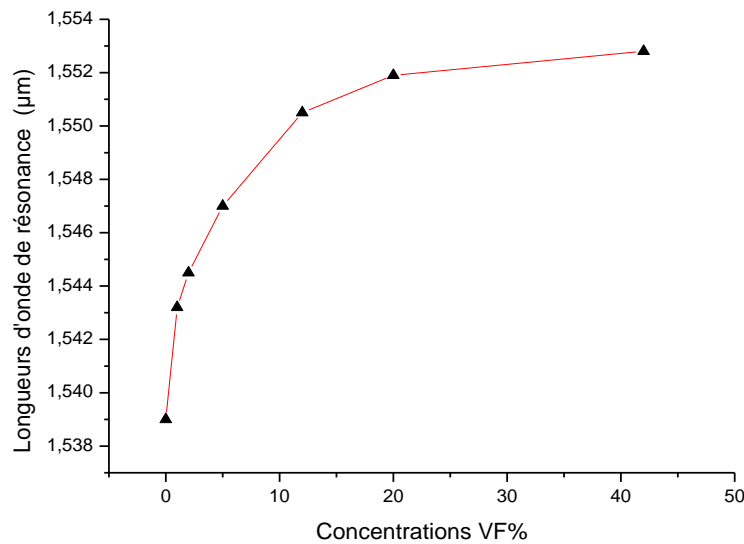


Figure IV.13 : Variation du facteur de qualité et longueur d'onde de résonance de la cavité L_3 à cristaux magnéto photonique en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques VF% [170].

L'augmentation de la concentration des nanoparticules magnétiques VF%, et donc une augmentation des pertes d'absorptions dans la structure conduite à une diminution du facteur Q.

Pour cette raison, pour une concentration des nanoparticules magnétiques VF=2%, les pertes dans la structure magnéto photonique sont de l'ordre de 225 dB/cm [87]. En résumé, dans une structure magnéto photoniques L₃ on peut choisir le facteur Q de 383 au mode résonant situé à $\lambda_0 = 1.5381 \mu\text{m}$ avec une concentration VF=1% comme résultat optimal en raison de sa valeur et sa transmission relativement élevée.

IV.6. Comparaison avec d'autres cavités magnéto-photoniques

Les travaux effectués ont permis d'ouvrir une nouvelle voie vers la réalisation de dispositifs complètement compatibles avec la technologie de l'optique intégrée, en utilisant une matrice sol-gel hybride ($\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$) dopée par des nanoparticules de Maghémite ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$).

Dans le tableau IV.05 qui suit nous allons comparer les valeurs du facteur de qualité obtenue pour des microcavités à cristaux magnéto-photoniques H₁ et L₃ et cela pour des valeurs du dopage situées entre 1% et 42 %. On remarque clairement que les microcavités L₃ présentent des valeurs moyennes du facteur de qualité jusqu'à 5 fois plus grandes que dans les microcavités H₁ à cristaux magnéto-photoniques.

VF%	Facteur de qualité	
	Microcavités H ₁ [168]	Microcavités L ₃ [170]
0%	116	400
1%	68	383
2%	63	343
5%	57	251
12%	34	150
20%	21	95
42%	8	17

Tableau IV.05 : Comparaison de la microcavité L₃ a cristaux magnéto photoniques avec la microcavité H₁.

Références	Indice de réfraction		Facteur de qualité
	n_{xx}	n_{xy}	
[122,167].	2.5	0.024	$364 \leq Q \leq 367$
Microcavités H ₁ [166,168].	1.58	0.016	68
Microcavités L ₃ [170].	1.58	0.016	383

Tableau IV.06 : Comparaison des microcavités proposées avec d'autres microcavités à cristaux magnéto-photoniques.

Le *Tableau IV.06* fournit une comparaison des valeurs du facteur de qualité que nous avons obtenu grâce à notre structure constituée par une cavité magnéto-photonique, avec d'autres travaux que nous avons trouvés en littérature [122,164].

Ces résultats montrent que notre structure à microcavité L_3 magnéto-photonique présente le meilleur facteur de qualité. Ce résultat nous l'avons obtenu, en utilisant une matrice sol-gel SiO_2/ZrO_2 ou SiO_2/TiO_2 dopée avec une concentration de nanoparticules magnétiques de Maghémite de $VF=1\%$.

IV.7. Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude et l'analyse des caractéristiques magnéto-optiques des cavités à cristaux magnéto photoniques. Plus particulièrement, nous avons focalisé notre étude sur l'influence de l'anisotropie magnétique engendrée par les indices de réfractons des éléments non diagonaux du tenseur de permittivité de la matrice sol-gel SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 (concentrations des nanoparticules magnétiques $VF\%$), sur le facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance des cavités de type H_1 et L_3 à cristaux magnéto-photoniques. Cette étude de caractéristiques a été réalisée en différentes étapes.

Dans une première étape et après avoir fixé les conditions aux limites assurant la stabilité numérique de nos simulations. Nous avons donné la structure magnéto photonique que nous avons utilisée durant ce travail ainsi que le matériau magnéto optique avec lequel elle est fabriquée.

En second lieu, et à l'aide de la méthode des ondes planes bidimensionnelle PWM 2D, une attention particulière a été portée à l'étude de la bande interdite magnéto photonique. Cette étude été à la fois une étude d'existence et de détermination de la position et de la largeur du bande magnéto photoniques en fonction de la concentration des nanoparticules magnétiques. Nos calculs ont montré que la largeur de bande interdite est fortement liée à l'indice de réfraction des éléments diagonaux du tenseur de permittivité, d'un côté, et d'un autre coté nous avons montré que la concentration $VF\%$ dus aux indices des éléments non diagonaux n'a pas beaucoup d'influence sur la largeur de bande interdite.

Dans une troisième étape, nous avons étudié les cavités H_1 et L_3 réalisées dans une structure à cristaux photoniques connectée à base d'une matrice sol-gel SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 dopée par des nanoparticules magnétiques de Maghémite. Cette étude a montré que :

- L'anisotropie magnétique due aux indices des éléments non diagonaux réduit le facteur de qualité Q dans les cavités H_1 et L_3 à cristaux magnéto photoniques.

- L'augmentation de la concentration des nanoparticules magnétiques VF% induit une augmentation des pertes d'absorptions dans la structure magnétique, ce qui conduit à une diminution du facteur de Q.
- La plus grande valeur du facteur de qualité Q pour une cavité de type L_3 à cristaux magnéto photoniques est de l'ordre de 383, cette valeur étant obtenue pour une concentration VF de 1%.
- La cavité L_3 à cristaux magnéto photoniques et pour un dopage compris entre 1% et 42 %, présente des valeurs moyennes du facteur de qualité Q jusqu'à 5 fois plus grandes que dans le cas des microcavités H_1 réalisée dans le même type de matrice.
- Pour la matrice sol-gel dopée avec des nanoparticules magnétiques de concentration 1%, la transmission est meilleure et une valeur proche de 80% dans la cavité L_3 et 55% dans la cavité H_1 .
- La comparaison de nos résultats avec d'autres travaux tirés de la littérature du domaine, montre que notre structure présente un meilleur facteur de qualité et cela pour une matrice sol-gel SiO_2/ZrO_2 ou SiO_2/TiO_2 dopée pour une concentration des nanoparticules magnétiques de Maghémite VF=1%.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Les cavités à cristaux magnéto photoniques sont largement utilisées dans le domaine de l'optique intégrée pour gérer la lumière. Elles sont les éléments clés de dispositifs non réciproques qui effectuent le guidage, le modelage et la circulation du signal magnéto-optiques. Dans ces dispositifs non réciproques, il est impératif de réaliser des cavités à cristaux magnéto photoniques ayant un avantage de posséder à la fois un facteur de qualité Q élevé pour le contrôle de la transmission optique et le bon fonctionnement des dispositifs non réciproques.

Cette recherche avait pour objectif l'étude et la conception des cavités à cristaux magnéto photoniques. Le travail de cette thèse consiste tout d'abord à l'étude de l'influence de l'anisotropie magnétique due aux indices des éléments non diagonaux sur la cavité à cristaux magnéto photoniques. La structure étudiée est réalisée par la matrice sol-gel SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 dopée à l'aide de nanoparticules magnétiques de Maghémite. Le but est de déterminer et améliorer les évolutions du facteur de qualité et les modes résonnants dans les cavités H_1 et L_3 à cristaux magnéto photoniques en fonction de différentes concentrations des nanoparticules magnétiques, afin de réaliser de nouveaux composants magnéto-optiques de meilleures performances et intégrables par la technologie d'optique intégrée

Pour cela, nous avons tout d'abord présenté les concepts généraux sur les cristaux photoniques. Après les définitions et l'historique des premiers cristaux photoniques, on a décrit les différents types de cristaux photoniques. Ensuite nous avons cité leurs propriétés physiques et géométriques et les notions de bandes photoniques. Les notions de bandes photoniques nécessitent de tenir compte du principe de la zone de Brillouin irréductible et leurs diagrammes de bande à partir de l'étude de la zone de Brillouin irréductible pour introduire les conditions de défauts dans les mécanismes de propagation des ondes optiques. L'utilisation d'un défaut dans les structures périodiques, qu'il soit linéaire ou local, modifiera le fonctionnement de la structure à cette fréquence puisqu'un seul mode pourra se propager. Ces cristaux photoniques représentent une plate-forme extrêmement intéressante pour le future optique intégrée miniature car ils ont les qualités de confinement requises.

Le second chapitre est consacré aux cristaux magnéto photoniques à base des matériaux magnéto-optiques ainsi que les développements faits dans le domaine magnéto optiques. En premier lieu nous avons présenté un aperçu général sur les différentes formes des matériaux magnéto optiques qui sont la base des applications non réciproques. L'étude de ces dernières a nécessité d'expliquer les théories des matériaux magnéto optiques, notamment, la non réciprocity,

la propagation des ondes optiques dans un matériau magnéto optiques, l'origine de l'effet magnéto-optique et la rotation de Faraday. Par ailleurs, nous avons représenté un bilan sur les différents matériaux utilisés pour réaliser des composants non réciproque. Ensuite, nous avons expliqué pourquoi les matrices sol gel dopées avec des nanoparticules magnétiques peuvent être utilisées pour réaliser des structures magnéto optiques en vue de la réalisation de composants non réciproque. Ceci peut être résumé par l'originalité de la voie sol gel permettant la fabrication des structures magnétiques d'excellente qualité optique et la possibilité de les fonctionnaliser par l'insertion des nanoparticules magnétiques au sein de la matrice qui les constitue. L'étape suivante présente un aperçu général sur les cristaux magnéto photoniques. La dernière partie également présente quelques applications des cristaux magnéto photoniques, notamment les isolateurs, les circulateurs, les déphaseurs et les filtres à cristaux magnéto photoniques.

Au cours du troisième chapitre nous avons étudié les cavités à cristaux photoniques à faible indice de réfraction. En premier lieu nous nous sommes intéressés aux principales notions concernant les cavités à cristaux photoniques, puis nous décrivons les différents types de cavités pour ajuster la position spectrale et le facteur de qualité des modes résonants. En second lieu, nous avons étudié numériquement les cavités de type H_1 et L_3 pour deux structures, l'une connectée et l'autre déconnectée structurées sous forme d'un réseau triangulaire dont le cristal photonique est fabriqué à base d'un matériau de faible indice de réfraction. Malgré le faible indice de réfraction de ces structures nous avons montré que le facteur de qualité est élevé et les modes résonants de la cavité à cristaux photoniques 2D sont très sensibles aux variations des paramètres physiques et géométriques du cristal photonique tels que : l'indice de réfraction, la position et la forme des trous situés aux bords de la cavité, et le nombre de rangées de cristaux photoniques bordant la cavité.

Le chapitre quatre a porté sur l'étude et l'analyse des cavités à cristaux magnéto photoniques, nous avons présenté les conditions de simulation magnétique utilisée dans notre calcul, puis, nous avons exposé la structure magnéto photonique étudiée dans ce travail. De plus, une attention particulière a été portée sur l'étude de la bande interdite magnéto photonique en fonction de différentes concentrations des nanoparticules magnétiques. Après l'étude de la bande interdite magnéto photonique, nous avons étudié les cavités H_1 et L_3 à cristaux magnéto photoniques dont la structure est réalisée par une matrice sol-gel SiO_2/TiO_2 ou SiO_2/ZrO_2 dopée par des nanoparticules magnétiques de Maghémite. Cette étude a montré que :

- L'augmentation de la concentration des nanoparticules magnétiques VF% induit une augmentation des pertes d'absorptions dans la structure magnétique, ce qui conduit à une diminution du facteur de Q.

- Le meilleur facteur de qualité a été obtenu pour une concentration $VF = 1\%$ dans la cavité L_3 à cristaux magnéto photoniques, il est environ de 383.
- Pour un dopage entre 1% et 42% , la cavité L_3 a cristaux magnéto photoniques présente des valeurs moyennes du facteur de qualité jusqu'à 5 fois plus grands que dans la cavité H_1 a cristaux magnéto photoniques.
- la transmission caractérisée par une meilleure valeur proche de 80% dans la cavité L_3 et 55% dans la cavité H_1 a été obtenue pour la matrice sol-gel dopée avec des nanoparticules magnétiques de concentration 1% .
- En comparaison avec des autres travaux effectués sur une structure magnéto-photoniques, nous avons montré que notre structure possède un meilleur facteur de qualité obtenu en utilisant une matrice sol-gel SiO_2/ZrO_2 ou SiO_2/TiO_2 lorsqu'elle est dopée avec une concentration des nanoparticules magnétiques de Maghémite $VF=1\%$.

Les points développés au cours de ce travail montrent que l'étude et la conception des cavités à cristaux magnéto photoniques 2D en utilisant une matrice sol-gel SiO_2/ZrO_2 ou SiO_2/TiO_2 dopée par des nanoparticules magnétiques de Maghémite permet d'acquérir de nouvelles fonctionnalités magnéto photoniques. De plus, l'amélioration du facteur de qualité et les modes résonnants sont réalisables et sensibles pour ces cavités. En conclusion, Les résultats obtenus montrent bien que les cavités magnétiques étudiées peuvent être exploitées pour réaliser des composants non réciproques compatibles avec la technologie de l'optique intégrée.

En perspectives, l'utilisation des cavités à cristaux magnéto photoniques avec un facteur de qualité élevé est très importante dans les dispositifs non réciproques. Pour cela, nous envisageons de concevoir des composants non réciproques à base de cavités à cristaux magnéto-photoniques, tels que les circulateurs magnéto photoniques, Filtres Add-Drop magnétiques et capteurs a cristaux magnéto photoniques.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P. B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky, *Magnetophotonic crystals*, J. Materials Chemistry and Physics, vol. **39**, pp. 151–161, 2006.
- [2] M. Inoue, A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev, M. E. Dokukin, K. Chung J. Heo, *Magnetophotonic materials and their applications*, J. IEICE Transactions on Electronics, vol. **91**, pp. 1630–1638, 2008.
- [3] J. Fujita, R. Gerhardt, L. Eldada, *Optoelectronics Interconnects, Integrated circuits and Packaging*, SPIE Proceedings, vol. **4642**, pp. 77–85, 2002.
- [4] Y. Shoji, T. Mizumoto, H. Yokoi, I.W. Hsieh, R. M. Osgood, *Magneto-optical isolator with silicon waveguides fabricated by direct bonding*, J. Applied physics letters, vol. **92**, pp. 071117–071120, 2008.
- [5] W. S. Migaj, J. R. Vivas, B. Gralak, L. Magdenko, B. Dagens, M. Vanwolleghem, *Magneto-optical circulator designed for operation in a uniform external magnetic field*, J. Optics Letters, vol. **35**, pp. 568–571, 2010.
- [6] E.A. Diwan, *Matériau composite de silice dopée par des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt : influence de la structuration 3D sur le comportement spectral de l'effet Faraday*, Thèse de doctorat en Photonique et Hyperfréquence, Université de Jean Monnet Saint-Etienne, 2014.
- [7] D. Labilloy, H. Bénisty, C. Weisbush, T.F. Krauss, V. Bardinal, U. Osterle, *Demonstration of cavity mode between two-dimensional-crystal mirrors*, J. Electronics Letters, vol. **33**, pp. 1978–1980, 1997.
- [8] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, S. Noda, *Development of High-Q Photonic Nanocavity Using Two-Dimensional Photonic Crystal Slabs*, J. Information And Communication Systems, vol. **59**, pp. 21–26, 2005.
- [9] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, *Design of high-Q cavities in 2D photonic crystals air holes filled with polymer*, J. Optik, vol. **125**, pp. 6223–6226, 2014.
- [10] O. Bouleghlimat, A. Hocini, *Ultra-high-Q modes in anisotropic 2D photonic crystal*, J. Physica Scripta, vol. **89**, pp. 105502–105507, 2014.
- [11] E. Yablonovitch, *Photonic band-gap structure*, J. Optical Society, vol. **10**, pp. 283–293, 1993.
- [12] S. John, *Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices*, J. Physical Review Letters, vol. **58**, pp. 2486–2489, 1987.
- [13] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, K.M. Leung, *Photonic band structure : The Face-Centered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms*, J. Physical Review Letters, vol. **67**, pp. 2295–2298, 1991.
- [14] J.R. Wendit, G.A. Vawter, P.L. Gourley, T.M. Brennan, B.E. Hammons, *Nanofabrication of photonic lattice structures in GaAs/AlGaAs*, J. Vacuum Science & Technology, vol. **11**, pp. 2637–2640, 1993.
- [15] T. Krauss, Y.P. Song, S. Thoms, C.D.W. Wilkinson, R.M. Delarue, *Fabrication of 2D photonic bandgap structures in GaAs/AlGaAs*, J. Electronics Letters, vol. **30**, pp. 1444–1445, 1994.
- [16] G.M. Gerard, A. Israel, J.Y. Marzin, R. Padjen, F.R. Ladan, *Photonic bandgap of two dimensional dielectric crystals*, J. Solid State Electronics, vol. **37**, pp. 1341–1344, 1994.
- [17] A. Mekis, J.C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, *High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides*, J. Physical Review Letters, vol. **77**, pp. 3787–3790, 1996.
- [18] J. O'Brien, O. Painter, R. Lee, C.C. Cheng, A. Yariv, A. Scherer, *Lasers incorporating 2D photonic bandgap mirrors*, J. Electronics Letters, vol. **32**, pp. 2243–2244, 1996.
- [19] O. Painter, R.K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. O'Brien, P.D. Dapkus, I. Kim, *Two dimensional photonic band-gap defect mode laser*, J. Science, vol. **284**, pp. 1819–1821, 1999.
- [20] L. Oyhenart, *Modélisation, réalisation et caractérisation de cristaux photoniques tridimensionnels en vue d'applications à la compatibilité électromagnétique*, Thèse de doctorat en Electronique, Université de Bordeaux I, 2005.
- [21] L. Weng, *An introduction to photonic crystals*, Optics and Photonics, Springer, 2012.
- [22] P.R. Villeneuve, M. Piché, *Photonic band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices*, J. Physical Review B, vol. **46**, pp. 4969–4972, 1992.
- [23] R. Meade, K. Brommer, A. Rappe, J. Joannopoulos, *Existence of a photonic band gap in two dimensions*, J. Applied Physics Letters, vol. **61**, pp. 495–497, 1992.
- [24] P.R. Villeneuve, M. Piché, *Photonic band gaps in two-dimensional square lattices: Square and circular rods*, J. Physical Review B, vol. **46**, pp. 4973–4975, 1992.
- [25] K.M. Ho, C.T. Chan, C.M. Soukoulis, *Existence of a Photonic Gap in Periodic Dielectric Structures*, J. Physical Review Letters, vol. **65**, pp. 3152–3155, 1990.
- [26] G. Kiriakidis, N. Katsarakis, *Fabrication of 2D and 3D PBG crystals in the GHz and THz regions*, J. Materials Physics and Mechanics, vol. **1**, pp. 20–26, 2000.

- [27] C. Oh, M.J. Escuti, *Time domain analysis of periodic anisotropic media at oblique incidence: an efficient FDTD implementation*, J. Optics Express, vol. **14**, pp. 11870–11884, 2006.
- [28] B. Wild, *Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité*, Thèse de doctorat en Physique, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2006.
- [29] D. Felbacq, E. Centeno, *Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary*, J. Optics Communications, vol. **199**, pp. 39–45, 2001.
- [30] M. Gorisse, *Réalisation de filtres RF à base de cristaux phononiques*, Thèse de doctorat en Micro et Nano Electronique, Université de Grenoble, 2006.
- [31] J.M Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M Gérard, D. Maystre, A. Tcheltnokov, *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*, GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [32] T.E. Sale, *Vertical cavity surface emitting lasers*, Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.
- [33] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, N. Paraire, *Efficient coupling between a high-Q cavity and a waveguide based on two-dimensional photonic crystal*, J. Physica Scripta, vol. **151**, pp. 14065–14069, 2012.
- [34] G. Tayeb, D. Maystre, *Rigorous theoretical study of finite size two dimensional photonic crystals doped by microcavities*, J. Optical Society of America A, vol. **14**, pp. 3323–3332, 1997.
- [35] Shruti, R.K. Sinha, R. Bhattacharyya, *Photonic crystal slab waveguide based infiltrated liquid sensors: design and analysis*, J. Nanophotonics, vol. **5**, pp. 53505–53515, 2011.
- [36] D. Xiao, K. W. Kim, G. Lazzi, J. M. Zavada, *Tunable waveguiding in electrically programmable VO₂-based photonic crystals*, J. Applied Physics, vol. **99**, pp. 113106–113110, 2006.
- [37] W. Liu, D. Yang, G. Shen, H. Tian, Y. Ji, *Design of ultra compact all-optical XOR, XNOR, NAND and OR gates using photonic crystal multi-mode interference waveguides*, J. Optics & Laser Technology, vol. **50**, pp. 55–64, 2013.
- [38] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith, *Novel applications of photonic band gap materials : Low-loss bends and high Q cavities*, J. Applied Physics, vol. **75**, pp. 4753–4755, 1994.
- [39] S. Mazoyer, *Lumière lente dans les guides à cristaux photoniques réels*, Thèse de doctorat en Optique et Photonique, Université de Paris Sud 11, 2011.
- [40] A. Mekis, J.C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P.R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, *High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides*, J. Physical Review Letters, vol. **77**, pp. 3787–3790, 1996.
- [41] E. Chow, S.Y. Lin, J.R. Wendt, S.G. Johnson, J. D. Joannopoulos, *Quantitative analysis of bending efficiency in photonic-crystal waveguide bends at $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ wavelengths*, J. Optics Letters, vol. **26**, pp. 286–288, 2001.
- [42] J. Moosbürger, M. Kamp, A. Forchel, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, U. Oesterle, *Enhanced transmission through photonic crystal based waveguides by bend engineering*, J. Applied Physics Letters, vol. **79**, pp. 3579–3581, 2002.
- [43] S. Noda, A. Chutinan, M. Imada, *Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure*, J. Nature, vol. **407**, pp. 608–610, 2000.
- [44] A. Adibi, R.K. Lee, Y. Xu, A. Yariv, A. Scherer, *Design of photonic crystal optical waveguides with single mode propagation in the photonic band gap*, J. Electronic Letters, vol. **36**, pp. 1376–1378, 2000.
- [45] Y. Akahane, T. Asano, H. Takano, B.S. Song, Y. Takana, S. Noda, *Two dimensional photonic crystal slab channel drop filter with flat top response*, J. Optics Express, vol. **13**, pp. 2512–2530, 2005.
- [46] M. Zelsman, *Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de la lumière*, Thèse de doctorat en Physique, Université de Joseph Fourier-Grenoble, 2003.
- [47] A. J. M. Adnan, S. Shaari, R. Mohamed, I. Tengku, *Photonic Crystal Demultiplexer with Square Defect Scatterers*, J. IEEE Lasers & Electro Optics & The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, 2009.
- [48] M. Lee, P.M. Fauchet, *Two dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection*, J. Optics Express, vol. **15**, pp. 4530–4535, 2007.
- [49] A. Hocini, A. Harhouz, *Modeling and analysis of the temperature sensitivity in two-dimensional photonic crystal microcavity*, J. Nanophotonics, vol. **10**, pp. 16007–16017, 2016.
- [50] A. Ferrando, E. Silvestre, J.J Miret, J.A. Monsoriu, M.V. Andrés, P. S. J. Russell, *Designing a photonic crystal fibre with flattened chromatic dispersion*, J. Electronic Letters, vol. **35**, pp. 325–327, 1999.
- [51] P. S. J. Russell, *Photonic crystal fibers*, J. Lightwave Technology, vol. **24**, pp. 4729–4749, 2006.
- [52] E.R. Brown, C.D. Parker, E. Yablonovitch, *Radiation properties of a planar antenna on a photonic-crystal substrate*, J. Optical Society of America B, vol. **10**, pp. 404–407, 1993.

- [53] A. R. Weily, K. P. Esselle, B.C. Sanders, T.S. Bird, *High gain 1D EBG resonator antenna*, J. Microwave and Optical Technology Letters, vol. **47**, pp. 107–114, 2005.
- [54] M. Thevenot, C. Cheypre, A. Reinex, B. Jecko, *Directive photonic band gap antennas*, J. IEEE Transactions On Microwave Theory and Techniques, vol. **47**, pp. 2115–2122, 1999.
- [55] M. Thevenot, C. Cheype, A. Reineix, B. Jecko, *a dielectric photonic parabolic reflector*, J. Microwave And Optical Technology Letters, vol. **21**, pp. 411–414, 1999.
- [56] K.S. Yee, *Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwells equations in isotropic media*, J. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. **14**, pp. 302–307, 1966.
- [57] A. Taflov, S.C. Hagness, *Computational Electrodynamics the finite difference Time domain Method*, Artech House Publishers, 2^{ème} Edition, Boston, 2000.
- [58] G. Goudet, *L'électricité et la matière*, 3^{ème} Edition, Masson, Paris, 1975.
- [59] G.O. Hernandez, *Elaboration et étude des propriétés physiques de couches minces monocristallines d'alliage de Heusler à faible amortissement magnétique pour composants hyperfréquences*, Thèse de doctorat en Physique, Université de Toulouse, 2013.
- [60] L. Néel, *Aimantation à saturation de certains ferrites*, J. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences II, vol. **230**, pp. 190–192, 1950.
- [61] J.P. Castéra, *Applications de la magnéto-optique*, J. Techniques de l'Ingénieur, vol. **1**, pp. 1–14, 1997.
- [62] Y. Ikezawa, K. Nishimura, H. Ushida, M. Inoue, *Preparation of two-dimensional magneto-photonic crystals of bismuth substitute yttrium iron garnet materials*, J. Magnetism and Magnetic Materials, vol. **272**, pp. 1690–1691, 2004.
- [63] M. Vanwolleghe, W.V. Parys, D.V. Thourhout, R. Baets, F. Lelarge, O.G. Lafaye, B. Thedrez, R.W. Speetjens, L. Lagae, *Experimental demonstration of nonreciprocal amplified spontaneous emission in a CoFe clad semiconductor optical amplifier for use as an integrated optical isolator*, J. Applied Physics Letters, vol. **85**, pp. 3980–3982, 2004.
- [64] R. Crampagne, P.F. Combes, *Circuits passifs hyperfréquence : éléments passifs non réciproques*, Technique de l'Ingénieur, Electronique, 2002.
- [65] O. Arar, *Modélisation par FDTD des systèmes électromagnétiques : cas des matériaux anisotropes*, Thèse de doctorat en Physique, Université de Mouloud Mammeri Tizi-Ouzou, 2013.
- [66] M. Saib, *Imagerie magnéto-optique du retournement de l'aimantation dans des couches minces de La_{0,7} Sr_{0,3} MnO₃*, Thèse de doctorat en Electronique, Université de Caen, 2007.
- [67] L. Magdenko, *Conception et réalisation de composants non-réciproques planaires à base de matériaux magnéto-optiques*, Thèse de doctorat en Physique, Université de Paris Sud 11, 2010.
- [68] F. Royer, D. Jamon, J. J. Rousseau, D. Zins, V. Cabuil, S. Neveu, H. Roux, *Magneto-optical properties of CoFe₂O₄ ferrofluids. Influence of the nanoparticle size distribution*, Progress in Colloid and Interface Science XVII, vol. **126**, pp. 155–158, 2004.
- [69] T. Izuhara, J. Fujita, M. Levy, R.M. Osgood, *Integration of magneto optical waveguides onto a III–V semiconductor surface*, J. IEEE Photonics Technology Letters, vol. **14**, pp. 167–169, 2002.
- [70] F. Royer, *Etude et application des effets magnéto-optiques dans des couches minces sol-gel dopées à l'aide de nanoparticules magnétiques*, Thèse de doctorat en Optique, Optoélectronique et Micro-Ondes, Université de Grenoble, 2004.
- [71] H. Yokoi, T. Mizumoto, K. Maru, Y. Naito, *Direct bonding between InP and rare earth iron garnet grown on Gd₃Ga₅O₁₂ substrate by liquid phase epitaxy*, J. Electronic Letters, vol. **31**, pp. 1612–1613, 1995.
- [72] F. Chouikani, *Étude des potentialités de couches minces sol-gel dopées par des nanoparticules magnétiques pour la réalisation de composants magnéto-optiques intégrés*, Thèse de doctorat en Optique, Photonique et Hyperfréquence, Université de Jean Monnet Saint-Etienne, 2008.
- [73] H. Amata, *Faisabilité d'un isolateur optique intégré sur verre*, Thèse de doctorat en Optique, Photonique et Hyperfréquence, Université de Jean Monnet Saint-Etienne, 2012.
- [74] H. Shimizu, M. Tanaka, *Design of semiconductor-waveguide-type optical isolators using the nonreciprocal loss/gain in the magneto-optical waveguides having MnAs nanoclusters*, J. Applied Physics Letters, vol. **81**, pp. 5246–5248, 2002.
- [75] H. Shimizu, M. Tanaka, *Magneto-optical properties of a Si-doped GaAs: MnAs based magneto-photonic crystal operating at 1.55 μm*, J. Physica E, vol. **13**, pp. 597–601, 2002.

- [76] V. Zayets, M. C. Debnath, K. Ando, *Optical isolation in Cd_{1-x}MnxTe magneto-optical waveguide grown on GaAs substrate*, J. Optical Society of America B, vol. **22**, pp. 281–285, 2005.
- [77] F. Royer, D. Jamon, J. J. Rousseau, H. Roux, D. Zins, V. Cabuil, *Magneto-optical nanoparticle-doped silica-titania planar waveguides*, J. Applied Physics Letters, vol. **86**, pp. 11107–11110, 2005.
- [78] T. Shintaku, A. Tate, S. Mino, *Ce-substituted yttrium iron garnet films prepared on Gd₃Sc₂Ga₃O₁₂ garnet substrates by sputter epitaxy*, J. Applied Physics Letters, vol. **71**, pp. 1640–1642, 1997.
- [79] M. Huang, Z.C. Xu, *Wavelength and temperature characteristics of BiYbIG film/YIG crystal composite structure for magneto-optical applications*, J. Applied Physics Letters, vol. **81**, pp. 193–196, 2005.
- [80] A. Lesuffleur, M. Vanwolleghe, P. Gogol, B. Bartenlian, P. Beauvillain, J. Harmle, L. Lagae, J. Pistora, K. Postava, S. Visnovsky, R. W. Speetjens, *Magneto-optical parameters of Co₉₀Fe₁₀ and Co₅₀Fe₅₀ ferromagnetic thin films for 1.3 μm integrated isolator*, J. Magnetism and Magnetic Materials, vol. **305**, pp. 284–290, 2006.
- [81] T. R. Zaman, X. Guo, R. J. Ram, *Semiconductor waveguide isolators*, J. Lightwave Technology, vol. **26**, pp. 291–301, 2008.
- [82] H.S. Kim, L. Bi, G. F. Dionne, C. A. Ross, *Magnetic and magneto-optical properties of Fe-doped SrTiO₃ films*, J. Applied Physics Letters, vol. **93**, pp. 92506–92509, 2008.
- [83] A. L. Santiago, P. Gangopadhyay, J. Thomas, R. A. Norwood, A. Persoons, N. Peyghambarian, *Faraday rotation in magnetite-polymethylmethacrylate core-shell nanocomposites with high optical quality*, J. Applied Physics Letters, vol. **95**, pp. 143302–143305, 2009.
- [84] F. Choueikani, F. Royer, D. Jamon, A. Siblini, J.J. Rousseau, S. Neveu, J. Charara, *Magneto-optical waveguides made of cobalt ferrite nanoparticles embedded in silica/zirconia organic-inorganic matrix*, J. Applied Physics Letters, vol. **94**, pp. 51113–51116, 2009.
- [85] A. L. Santiago, H. R. Grant, P. Gangopadhyay, R. Voorakaranam, R. A. Norwood, N. Peyghambarian, *Cobalt ferrite nanoparticles polymer composites based all optical magnetometer*, J. Optical Materials Express, vol. **2**, pp. 978–986, 2012.
- [86] D. Jamon, D. Zins, H. Roux, F. Royer, V. Cabuil, C. Bovier, J.J. Rousseau, *Ferrofluids, sol-gel method and materials for optical applications*, J. Indian Journal of Engineering and Materials Sciences, vol. **11**, pp. 237–240, 2004.
- [87] A. Hocini, *Etude des guides d'ondes magnéto-optiques sol-gel en couches minces pour l'application en optique intégrée*, Thèse de doctorat en Microsystèmes et Instrumentation, Université de Mentouri Constantine, 2008.
- [88] A. Bouhaouss, *Elaboration des matériaux et nanomatériaux par les procédés sol-gels*, Université de Mohammed V, Agdal, Maroc.
- [89] M.C. Gonçalves, J. Bràs, R.M. Almeida, *Process optimization of sol-gel derived colloidal photonic crystals*, J. Sol-Gel Science and Technology, vol. **42**, pp. 135–143, 2007.
- [90] A. Hocini, M. Bouras, H. Amata, *Theoretical investigations on optical properties of magneto-optical thin film on ion-exchanged glass waveguide*, J. Optical Materials, vol. **35**, pp. 1669–1674, 2013.
- [91] C. Sanchez, B. Lebeau, F. Chaput, J.P. Boilot, *Optical properties of functional hybrid organic-inorganic nanocomposites*, J. Advanced Materials, vol. **15**, pp. 1969–1994, 2010.
- [92] A. Buckley, M. Greenblatt, *The sol-gel preparation of silica gels*, J. Chemical Education, vol. **71**, pp. 599–602, 1994.
- [93] R. Zboril, M. Mashlan, K. Barcova, M. Vujtek, *Thermally induced solid-state syntheses of γ-Fe₂O₃ nanoparticles and their transformation to α-Fe₂O₃ via ε-Fe₂O₃*, J. Hyperfine Interactions, vol. **139**, pp. 597–606, 2002.
- [94] F. Delmonte, M. Morales, D. Levy, A. Fernandez, M. Ocana, A. Roig, E. Molins, K. Ogrady, C. Serna, *Formation of γ-Fe₂O₃ isolated nanoparticles in a silica matrix*, J. Langmuir, vol. **13**, pp. 3627–3634, 1997.
- [95] J. Tucek, R. Zboril, A. Namai, S. Ohkoshi, *ε-Fe₂O₃: An advanced nanomaterial exhibiting giant coercive field, millimeter-wave ferromagnetic resonance, and magnetoelectric coupling*, J. Chemistry of Materials, vol. **22**, pp. 6483–6505, 2010.
- [96] M. Faraji, Y. Yamini, M. Rezaee, *Magnetic nanoparticles: synthesis, stabilization, functionalization, characterization, and applications*, J. Iranian Chemical Society, vol. **7**, pp. 1–37, 2010.
- [97] C. J. Brinker, A. J. Hurd, G. C. Frye, P. R. Shunkand, C. S. Ashley, *Review of sol-gel thin film formation*, J. Non-Crystalline Solids, vol. **147**, pp. 424–436, 1992.
- [98] D. Meyerhofer, *Characteristics of resist films produced by spinning*, J. Applied Physics, vol. **49**, pp. 3993–3997, 1978.

- [99] L.D. Landau, B.G. Levich, *Dragging of a liquid by a moving plate*, J. Acta Physiochim, vol. **17**, pp. 42–54, 1942.
- [100] F. Liu, B. Quan, L. Chen, L. Yu, Z. Liu, *Investigation on SnO₂ nanopowders stored for different time and BaTiO₃ modification*, J. Materials Chemistry and Physics, vol. **87**, pp. 297–300, 2004.
- [101] A.G. Zhdanov, A.A. Fedyanin, O.A. Aktsipetrov, D. Kobayashi, H. Uchida, M. Inoue, *Enhancement of Faraday rotation at photonic-band-gap edge in garnet-based magnetophotonic crystals*, J. Magnetism and Magnetic Materials, vol. **300**, pp. 253–256, 2006.
- [102] S.M. Hamidi, M.M. Tehranchi, A. Bananej, *Adjustable Faraday rotation by using engineered one-dimensional magneto photonic crystals*, J. Optical Materials, vol. **32**, pp. 1085–1089, 2010.
- [103] C. Inui, S. Ozaki, H. kiKura, T. Sato, *Enhancement of Faraday effect in one-dimensional magneto-optical photonic crystal including a magnetic layer with wavelength dependent off-diagonal elements of dielectric constant tensor*, J. Magnetism and Magnetic Materials, vol. **323**, pp. 2348–2354, 2011.
- [104] B. Gaiyan, Do. Lijuan, F. Shuai, F. Zhifang, *Faraday effects in one-dimensional magneto-optical photonic crystals*, J. Optical Materials, vol. **35**, pp. 252–256, 2012.
- [105] R. A. Ghaleh, A. Namdar, *Multichannel enhanced Faraday rotations in magnetic heterostructures*, J. Optik, vol. **125**, pp. 2332–2338, 2014.
- [106] T. Jalali, M. Hessamodini, *The effect of 1D magneto-photonic crystal defect mode on Faraday rotation*, J. Optik, vol. **126**, pp. 3954–3958, 2015.
- [107] M. Zamani, A. Hocini, *Large Faraday rotation in magnetophotonic crystals containing SiO₂/ZrO₂ matrix doped with CoFe₂O₄ magnetic nanoparticles*, J. Optical Materials, vol. **58**, pp. 306–309, 2016.
- [108] M. Levy, H. C. Yang, M. J. Steel, J. Fujita, *Flat-top response in one-dimensional magnetic photonic band gap structures with Faraday rotation enhancement*, J. Lightwave Technology, vol. **19**, pp. 1964–1969, 2001.
- [109] S. Kahl, A.M. Grishin, *Enhanced Faraday rotation in all-garnet magneto-optical photonic crystal*, J. Applied Physics Letters, vol. **84**, pp. 1438–1440, 2004.
- [110] J.X. Fu, R.J. Liu, L.Gan, Z.Y. Li, *Control and blockage of edge modes in magneto-optical photonic crystals*, J. Europhysics Letters, vol. **93**, pp. 24001, 2011.
- [111] A.A. Jalali, A.T. Friberg, *Faraday rotation in a two-dimensional photonic crystal with a magneto-optic defect*, J. Optics Letters, vol. **30**, pp. 1213–1215, 2005.
- [112] M. Vanwolleghem, K. Postava, L. Halagacka, L. Magdenko, P. Beavillain, B. Dagens, *Modeling and optimization of nonreciprocal transmission through 2D magnetophotonic crystal*, J. Physics: Conference Series, vol. **303**, pp. 012039, 2011.
- [113] C. Koerd, G.L.J.A. Rikken, E.P. Petrov, *Faraday effect of photonic crystals*, J. Applied Physics Letters, vol. **82**, pp. 1538–1540, 2003.
- [114] A. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, *Magneto-optical properties of three-dimensional magnetophotonic crystals*, J. IEEE Transactions on Magnetism, vol. **40**, pp. 2829–2831, 2003.
- [115] V. V. Pavlov, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, D. A. Kurdyukov, S. F. Kaplan, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, T. Rasing, *Enhancement of optical and magneto-optical effects in three-dimensional opal/Fe₃O₄ magnetic photonic crystal*, J. Applied Physics Letters, vol. **93**, pp. 72502–72505, 2008.
- [116] I. Simkienė, A. Rėza, A. Kindurys, V. Bukauskas, J. Babonas, R. Szymczak, *Magneto-optics of opal crystals modified by cobalt nanoparticles*, J. Lithuanian Journal of Physics, vol. **50**, pp. 7–15, 2010.
- [117] J. M. Caicedo, O. Pascu, M. L. García, V. Canalejas, A. Blanco, C. López, J. Fontcuberta, A. Roig, G. Herranz, *Magnetophotonic response of three-dimensional opals*, J. ACS NANO, vol. **5**, pp. 2957–2963, 2011.
- [118] S. Murai, S. Yao, T. Nakamura, T. Kawamoto, K. Fujita, K. Yano, K. Tanaka, *Modified Faraday rotation in a three-dimensional magnetophotonic opal crystal consisting of maghemite/silica composite spheres*, J. Applied Physics Letters, vol. **101**, pp. 151121–151125, 2012.
- [119] T. T. Volotinen, M. Fang, L. Belova, K. V. Rao, D. M. Whittaker, K. Addison, D. S. Score, M. Alshammari, G. A. Gehring, *Enhanced Magneto-optic Behavior at a Photonic Band Gap of Three-Dimensional Fe₃O₄/SiO₂ Magnetic Photonic Crystals*, J. Nanotechnology and Nanomaterials, vol. **3**, pp. 26–31, 2014.
- [120] H. Otmani, M. Bouchemat, A. Hocini, T. Boumaza, *Mode conversion in a magnetic photonic crystal waveguide*, J. Physica Scripta, vol. **89**, pp. 65501–65509, 2014.
- [121] X. Jin, Z. Ouyang, Q. Wang, M. Lin, G. Wen, J. Wang, *Highly Compact Circulators in Square-Lattice Photonic Crystal Waveguides*, J. PLOS ONE, vol. **9**, pp. 113508, 2014.

- [122] Z. Wang, S. Fan, *Optical circulators in two-dimensional magneto-optical photonic crystals*, J. Optics Letters, vol. **30**, pp. 1989–1991, 2005.
- [123] Z. Wang, S. Fan, *Suppressing the effect of disorders using time-reversal symmetry breaking in magneto-optical photonic crystals: An illustration with a four-port circulator*, J. Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications, vol. **4**, pp. 132–140, 2006.
- [124] N. Kono, M. Koshiba, *Three-dimensional finite element analysis of nonreciprocal phase shifts in magneto-photonic crystal waveguides*, J. Optics Express, vol. **13**, pp. 9155–9166, 2005.
- [125] T.F. Krauss, R.M. De La Rue, *Optical characterisation of waveguide based photonic microstructure*, J. Applied Physics Letters, vol. **68**, pp.1613–1615, 1996.
- [126] C.J.M. Smith, H. Benisty, D. Labilloy, U. Oesterle, R. Houdré, T.F. Krauss, R.M. De La Rue, C. Weisbuch, *Near-infrared microcavities confined by two-dimensional photonic crystals*, J. Electronics Letters, vol. **35**, pp. 228–229, 1999.
- [127] C. Reese, B. Gayral, B. D. Gerardot, A. Imamoglu, P. M. Petroff, E. Hu, *High-Q photonic crystal microcavities fabricated in a thin GaAs membrane*, J. Vacuum Science and Technology B, vol. **19**, pp.2749, 2001.
- [128] C. Blin, *Développement de cristaux photoniques en diamant : modélisation, technologie et application à la biodétection*, Thèse de doctorat en Chimie - Physique des matériaux, Université de Pierre et Marie Curie, 2015.
- [129] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, S. Noda, *High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal*, J. Nature, vol. **425**, pp.944–947, 2003.
- [130] Z. Zhang, T. Yoshie, X. Zhu, J. Xu, A. Scherer. *Visible two-dimensional photonic crystal slab laser*, J. Applied Physics Letters, vol. **89**, pp. 071102–071105, 2006.
- [131] D. Wang, Z. Yu, Y. Liu, X. Guo, C. Shu, S. Zhou, J. Zhang, *Ultrasmall modal volume and high Q factor optimization of a photonic crystal slab cavity*, J. Optik. vol. **15**, pp. 125102–125109, 2013.
- [132] C. Sauvan, G. Lecamp, P. Lalanne, J. P. Hugonin, *Modal-reflectivity enhancement by geometry tuning in photonic crystal microcavities*, J. Optics Express, vol. **13**, pp. 245–255, 2005.
- [133] H. Takagi, Y. Ota, N. Kumagai, S. Ishida, S. Iwamoto, Y. Arakawa, *High Q H1 photonic crystal nanocavities with efficient vertical emission*, J. Optics Express, vol. **20**, pp. 28292–28300, 2012.
- [134] M. Nomura, Y. Ota, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Arakawa, *Zero-cell photonic crystal nanocavity laser with quantum dot gain*, J. Applied Physics Letters, vol. **97**, pp. 191108-191111, 2010.
- [135] C. Kreuzer, J. R. Moller, E. Neu, C. Becher, *Design of photonic crystal microcavities in diamond films*, J. Optics Express, vol. **16**, pp. 1632-1644, 2008.
- [136] O. Bouleghimat, A. Hocini, *The Quality Factor in 2D Anisotropic Photonic Crystal Cavity*, J. Acta Physica Polonica A, Vol. **127**, pp. 976-978, 2015.
- [137] K. Nozaki, T. Ide, J. Hashimoto, W.H. Zheng, T. Baba, *Photonic crystal point-shift nanolaser with ultimate small modal volume*, J. Electronics Letters, vol. **41**, pp. 843–845, 2005.
- [138] A. Tandrachanurat, S. Iwamoto, M. Nomura, N. Kumagai, Y. Arakawa, *Increase of Q-factor in photonic crystal H1 defect nanocavities after closing of photonic bandgap with optimal slab thickness*, J. Optics Express, vol. **16**, pp. 448-455, 2008.
- [139] S. Prorok, *Photonic Crystal Cavities*, Nanophotonics and integrated optics, Whitepaper, Germany, 2013.
- [140] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, *Ultra-high-Q of the L3 photonic crystal microcavity*, J. Optik, vol. **124**, pp. 5719–5722, 2013.
- [141] S. L. Portalupi, M. Galli, C. Reardon, T. F. Krauss, L. O’Faolain, L. C. Andreani, D. Gerace, *Planar photonic crystal cavities with far-field optimization for high coupling efficiency and quality factor*, J. Optics Express, vol. **18**, pp. 16064-16073, 2010.
- [142] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, Y. Akahane. *Ultra-high- $\{Q\}$ photonic double heterostructure nanocavity*. J. Nature Materials, vol. **4**, pp. 207–210, 2005.
- [143] H. Sekoguchi, Y. Takahashi, T. Asano, S. Noda. *Photonic crystal nanocavity with a q-factor of 9 million*, J. Optics Express, vol. **22**, pp. 916-924, 2014.
- [144] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, T. Watanabe, *Ultra-high-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect*. J. Applied Physics Letters, vol. **88**, pp. 041112–041115, 2006.
- [145] Z. Han, X. Checoury, D. Neel, S. David, M. El Kurdi, P. Boucaud. *Optimized design for 2×10^6 ultra-high Q silicon photonic crystal cavities*. J. Optics Communications, vol. **283**, pp. 4387 – 4391, 2010.
- [146] B. Rezaeia, T. F. Khalkhalia, A. Soltani, B. Valaa, M. Kalafi, *Optimization of Q-factor in direct-coupled cavity-waveguide photonic crystal structures*, J. Optik, vol. **124**, pp. 7056– 7061, 2013.
- [147] T. Yamamoto, M. Notomi, H. Taniyama, E. Kuramochi, Y. Yoshikawa, Y. Torii, T. Kuga, *Design of a high-Q air-slot cavity based on a width-modulated line-defect in a photonic crystal slab*, J. Optics Express, vol. **16**, pp. 13809-13817, 2008.

- [148] J. Gao, J. F. Mcmillan, M. Wu, J. Zheng, S. Assefa. *Demonstration of an air-slot mode-gap confined photonic crystal slab nanocavity with ultrasmall mode volumes*. J. Applied Physics Letters, vol. **96**, pp. 051123–051126, 2010.
- [149] C. Charles, *Cristaux photoniques à fente : vers une photonique silicium hybride à exaltation localisée du champ électromagnétique*, Thèse de doctorat en Physique, Université Paris-Sud, 2013.
- [150] H. Amata, F. Royer, F. Choueikani, D. Jamon, J.E. Broquin, J.C. Plenet, J.J. Rousseau, *Magnetic nanoparticles doped silica layer reported on ion-exchanged glass waveguide: towards integrated magneto-optical devices*, J. Proceedings of SPIE, vol. **7719**, 2010.
- [151] R. Moukhtari, A. Hocini, D. Khedrouche, *Modeling and analysis of the Q-Factor in 2D Photonic Crystal Microcavities*, The First National Conference on Electronics and New Technologies, NCENT', M'sila, 19 -20 May, 2015.
- [152] R. Moukhtari, A. Hocini, D. Khedrouche, *Q-Factor in 2D Photonic Crystal Microcavities With Low Refractive Index*, The 5th International Conference on Electrical Engineering, ICEE, Boumerdes, 29 -31 Octobre, 2017.
- [153] M. Loncar, M. Hochberg, A. Scherer, Y. Qiu, *High quality factors and room-temperature lasing in a modified single-defect photonic crystal cavity*, J. Optics Letters., vol. **29**, pp.721-723, 2004.
- [154] A. Kahlouche, A. Hocini, D. Khedrouche, *Band-gap properties of 2D photonic crystal made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles*, J. Comput Electron. Vol. **6**, pp. 10825, 2014.
- [155] A. Benmerkhi, *Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités à cristaux photoniques*, Thèse de Doctorat en Optique, Université de Constantine, 2012.
- [156] D. J. Norris, Y. A. Vlasov, *Chemical approaches to three-dimensional semiconductor photonic crystals*, J. Advanced Materials, vol. **13**, pp. 371–376, 2001.
- [157] C. Liguda, G. Bottger, A. Kuligk, R. Blum, M. Eich, H. Roth, J. Kunert, W. Morgenroth, H. Elsner, H. G. Meyer, *Polymer photonic crystal slab waveguides*, J. Applied Physics Letters, vol. **78**, pp. 2434–2436, 2001.
- [158] K. Busch, S. John, *Liquid-crystal photonic-band-gap materials: The tunable electromagnetic vacuum*, J. Physical Review Letters, vol. **83**, pp. 967–970, 1999.
- [159] X. Wang, B. Palpant, *Large and Ultrafast Optical Response of a One-Dimensional Plasmonic–Photonic Cavity*, J. Plasmonics, vol. **8**, pp. 1647–1653, 2013.
- [160] M. Qiu, B. Jaskorzynska, *Design of a channel drop filter in a two- dimensional triangular photonic crystal*, J. Applied Physics Letters, vol. **83**, pp. 1074, 2003.
- [161] G. Mur, *Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations*, J. IEEE Electromagnetic Compatibility, vol. **23**, pp. 377-382, 1981.
- [162] J. P. Berenger, *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*, J. Computational physics, vol. **114**, pp. 185-200, 1994.
- [163] S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson, P. F. Bongers, *Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth substituted iron garnets at photon energies between 2.2-5.2 eV*, J. Physical Review B, vol. **12**, pp. 2777, 1975.
- [164] E. Hasmonay, E. Dubois, S. Neveu, J. C. Bacri, R. Perzynski. *Alternating magneto-birefringence of ionic ferrofluids in crossed fields*, J. European Physical Journal B, vol. **21**, pp. 19-29, 2001.
- [165] R. Kékesi, *Experimental Study of 3D Magneto-Photonic Crystals Made of Silica Inverse Opals Doped by Magnetic Nanoparticles*, Thèse de Doctorat, Université de Jean Monnet, 2011.
- [166] R. Moukhtari, A. Hocini, D. Khedrouche, *Modeling and Analysis of Q Factor in 2D Magneto-Photonic Crystal Microcavity Made by Silica Matrix Doped with Magnetic Nanoparticles*, International Conference On Electronics And New Technologies, ICENT, M'sila, 14 -15 November, 2017.
- [167] Z. Wang, S. Fan, *Magneto-optical defects in two-dimensional photonic crystal*, J. Applied Physics B, vol. **81**, pp. 369–375, 2005.
- [168] R. Moukhtari, A. Hocini, D. Khedrouche, *Microcavity properties of 2D photonic crystal made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles*, J. Physics: Conference Series, vol. **667**, pp. 012004, 2016.
- [169] R. Moukhtari, A. Hocini, D. Khedrouche, *Study of Two-Dimensional Photonic Crystal Microcavities as a Function of Refractive Index*, J. Acta Physica Polonica A, vol. **129**, pp. 556-558, 2016.
- [170] A. Hocini, R. Moukhtari, D. Khedrouche, A. Kahlouche, M. Zamani, *Magneto-photonic crystal microcavities based on magnetic nanoparticles embedded in Silica matrix*, J. Optics Communications, vol. **384**, pp. 111-117, 2017.

TRAVAUX SCIENTIFIQUES REALISES

Publications et Travaux réalisés au cours de cette formation

- A. Hocini, R. Moukhtari, D. Khedrouche, A. Kahlouche, M. Zamani**, *Magneto-photonic crystal microcavities based on magnetic nanoparticles embedded in Silica matrix*, J. Optics Communications, vol. **384**, pp. 111–117, 2017.
- R. Moukhtari, A. Hocini, D. Khedrouche**, *Study of Two-Dimensional Photonic Crystal Microcavities as a Function of Refractive Index*, J. Acta Physica Polonica A, vol. **129**, pp. 556–558, 2016.
- R. Moukhtari, A. Hocini, D. Khedrouche**, *Microcavity properties of 2D photonic crystal made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles*, J of Physics: Conference Series, vol. **667**, 2016.
- R. Moukhtari, A. Hocini, D. Khedrouche**, *Study of Two-Dimensional Photonic Crystal Microcavities as a Function of Refractive Index*, 5th International Advances In Applied Physics And Materials Science Congress & Exhibition, APMAS, Turkey, 24-27 April 2015.
- R. Moukhtari, A. Hocini, D. Khedrouche**, *Study of 2D Photonic Crystal cavity made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles*, 9th International Conference on Magnetic and Superconducting Materials, MSM, Turkey, 30 April -03 May, 2015.
- R. Moukhtari, A. Hocini, D. Khedrouche**, *Modeling and analysis of the Q-Factor in 2D Photonic Crystal Microcavities*, The First National Conference on Electronics and New Technologies, NCENT', M'sila, 19 -20 May, 2015.
- R. Moukhtari, A. Hocini, D. Khedrouche**, *Q-Factor in 2D Photonic Crystal Microcavities With Low Refractive Index*, The 5th International Conference on Electrical Engineering, ICEE, Boumerdes, 29 -31 Octobre, 2017.
- R. Moukhtari, A. Hocini, D. Khedrouche**, *Modeling and Analysis of Q Factor in 2D Magneto-Photonic Crystal Microcavity Made by Silica Matrix Doped with Magnetic Nanoparticles*, International Conference On Electronics And New Technologies, ICENT, M'sila, 14 -15 November, 2017.

Thèse de doctorat : Contribution à l'étude et la conception des cavités à cristaux magnéto photoniques

Présentée par : MOUKHTARI Riad

Encadrée par : HOCINI Abdesselam

Résumé

L'utilisation de la transmission non réciproque dans les systèmes de télécommunication peut considérablement enrichir les possibilités d'architectures des composants magnéto photoniques intégrés. Le principe de fonctionnement de ces composants nécessite la présence de matériaux magnéto optiques. Des nouvelles structures comme les cavités à cristaux magnéto photoniques avec un facteur de qualité élevé peuvent être combinées avec les matériaux magnéto optiques pour développer des composants non réciproques efficaces et compatibles avec la technologie de l'optique intégrée dans le domaine de télécommunications.

Au cours de ce travail, nous avons étudié les propriétés optiques et magnéto-optiques des cavités à cristaux magnéto photoniques bidimensionnels en utilisant La méthode des différences finies temporel *FDTD 3D*. Ces microcavités sont réalisées à base de la matrice sol gel SiO_2 / ZrO_2 ou SiO_2 / TiO_2 dont l'indice de réfraction modulable entre 1.51 et 1.58 et dopée avec des nanoparticules magnétiques. Les résultats obtenus montrent que le facteur de qualité est élevé et les modes résonants de la cavité sont très sensibles aux variations des paramètres physiques et géométriques du cristal photonique tels que : l'indice de réfraction, la position, la forme des trous situés aux bords de la cavité et la concentration des nanoparticules magnétiques VF%. En effet, ces microcavités magnétiques constituent une plateforme fondamentale pour plusieurs dispositifs magnéto photoniques intégrables tels que les isolateurs, les circulateurs et les modulateurs.

Mots clés : Cristaux magnéto photoniques, Cavité, 3D FDTD, Facteur de qualité, Matrice sol gel.

Abstract

The use of non-reciprocal transmission in optical systems could considerably enrich possible architectures of integrated magneto photonic components. The working principle of these components requires the presence of magneto optical materials. New structures like magneto photonic cavity with a high Q factor can be combined with magneto optical materials to develop particularly efficient non-reciprocal component and compatible with integrated optics technology in telecom domains.

Using the three-dimensional finite difference time domain method (3D FDTD), optical and magneto-optical properties of two-dimensional magneto photonic crystals micro cavity is studied. This micro-cavity is fabricated by SiO_2/ZrO_2 or SiO_2/TiO_2 matrix doped with magnetic nanoparticles, in which the refractive index varied in the range of 1.51 to 1.58. We demonstrate that the Q factor and the resonant modes for the designed cavity is high and very sensitive to the variations of the physical and geometrical parameters of the photonic crystal such as: the refractive index, the position, and the shape of the holes of the cavity, and the concentrations of magnetic nanoparticles VF%. These magnetic micro-cavities may serve as a fundamental structure in a variety of ultra-compact magneto photonic devices such as optical isolators, circulators and modulators in the future.

Key words: Magneto photonic crystals, Cavity, 3D FDTD, Quality factor, Sol gel matrix.

المخلص

إن استخدام الإرسال غير متبادل في النظم البصرية يمكن أن يثري إلى حد كبير من هندسة المكونات الضوئية الممغنطة ذات التأثير غير متبادل حيث أن مبدأ عمل هذه المكونات يتطلب وجود المواد الضوئية الممغنطة. هناك هياكل جديدة مثل الفجوة في منتصف البلورات الضوئية الممغنطة ذات عامل جودة كبير يمكن دمجها مع المواد الضوئية الممغنطة من أجل تطوير مكونات ضوئية ممغنطة ذات تأثير غير متبادل فعالة ومتوافقة مع تكنولوجيا البصريات المدمجة في مجال الاتصالات. قمنا بدراسة الخصائص الضوئية والضوئية الممغنطة للفجوة في منتصف البلورات الضوئية الممغنطة باستخدام الطريقة *FDTD 3D*. يتم تصميم هذه الفجوات بطريقة التحليل والتجميد *Sol-gel* بواسطة تطعيم المصفوفة SiO_2/ZrO_2 أو SiO_2/TiO_2 بنانو جسيمات مغناطيسية حيث يتراوح معامل الانكسار لهذه البنية بين 1.51 و 1.58. وقمنا بإثبات أن عوامل الجودة والطول الموجي لهذه الفجوات هي جيدة وحساسة للتغيرات في العوامل الفيزيائية والهندسية من الكريستال الضوئية مثل معامل الانكسار، والموقف وشكل ثقب على حواف تجويف، وتركيز الجسيمات النانوية. في المستقبل، يمكن لهذه الفجوة في منتصف البلورات الضوئية الممغنطة أن تشكل البنية الأساسية في العديد من الأجهزة الضوئية المغناطيسية المدمجة مثل العازل الضوئي، الدوار الضوئي والمغير الضوئي.

الكلمات المفتاحية : البلورات الضوئية الممغنطة، الفجوة، *FDTD 3D*، عامل الجودة، مصفوفة التحليل والتجميد.
