

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

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



THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de
Doctorat en Sciences en Electronique

Présentée par :

BOUCHELAGHEM Ahmed

THEME

**Modélisation de l'influence des paramètres physiques
et géométriques dans des structures magnéto-optiques
pour les applications en télécommunications.**

Soutenue publiquement le : 26/04/2017

Devant le jury :

<u>Président :</u>	Mr MEZACHE Amar	Professeur	Univ. M'sila
<u>Rapporteur :</u>	Mr SAIGAA Djamel	Professeur	Univ. M'sila
<u>Co-Rapporteur :</u>	Mr HOCINI Abdesselam	Professeur	Univ. M'sila
<u>Examineurs :</u>	Mr BAHRI Mebarek	Professeur	Univ. Biskra
	Mr MOUETSI Souheil	Maître de Conférences	Univ. Oum El Bouaghi
	Mr ZIET Lahcene	Maître de Conférences	Univ. Sétif 1

REMERCIEMENTS

*Tout d'abord, j'ai le devoir et le plaisir d'adresser mes remerciements les plus sincères à Monsieur le Professeur **D. SAIGAA**, mon directeur de thèse, pour son aide et conseils constants, pour la confiance et surtout la patience qu'il m'a témoignée durant toutes ces années, et pour son soutien moral et ses encouragements. Qu'il veuille trouver, l'expression de ma respectueuse reconnaissance, ma toute profonde gratitude et mon meilleur respect.*

*J'adresse aussi, chaleureusement, mes meilleurs et sincères remerciements, à Monsieur le Professeur **Abdesselam Hocini**, mon co-directeur de thèse, pour sa confiance, sa patience, sa disponibilité, sa bonne organisation et le grand sérieux qu'il m'a témoigné, je lui exprime toute ma profonde gratitude et ma meilleure reconnaissance.*

*Je souhaite également exprimer mes remerciements à Monsieur **MEZACHE Amar**, Professeur à l'Université de M'sila, par l'intérêt qu'il accordé à mon travail et qui m'a fait l'honneur d'être le président de ce jury.*

*Je remercie également, Monsieur **BAHRI Mebarek**, Professeur à l'Université Mohamed Khider – Biskra, de m'avoir honoré de sa présence, en acceptant d'examiner ce travail. Qu'il reçoit ici l'expression de ma gratitude et mon profond respect.*

*Je remercie vivement, Monsieur **MOUSET Souheil**, Maître de Conférences à l'Université Larbi Ben M'hidi - Oum El Bouaghi, d'avoir accepté de juger ce travail et d'en être examinateur.*

*Je suis très reconnaissant à Monsieur **ZIET Lahcene**, Maître de Conférences à l'Université Ferhat Abbas - Sétif 1, d'avoir accepté de faire partie du jury.*

*Je remercie très sincèrement, Monsieur le Professeur **Djamel CHIKOUCHE**, pour l'intérêt qu'il a manifesté pour mon travail de thèse. Qu'il veuille trouver, l'expression de mon profond respect et toute ma profonde gratitude.*

*Je tiens à remercier chaleureusement, Monsieur **Djamel KHEDROUCHE**, Maître de Conférences à l'Université de M'sila, non seulement pour les nombreuses et fructueuses discussions, que nous avons pu avoir ensemble, mais aussi pour son aide et soutien constants, et ses sincères encouragements durant ces moments.*

*Je tiens à remercier également, Monsieur **Ahmed. KAHLOUCHE**, Maître de Conférences à l'Université de M'sila, pour ses encouragements sincères et son aide précieuse.*

*C'est de tout mon cœur, que je tiens à dire un grand grand grand merci, à tous mes **amis enseignants** et accompagnants de route, pour l'aide qu'ils m'ont apporté en vue de finir ce modeste travail.*

*Que tous les enseignants chercheurs du département d'Electronique, veuillent recevoir mes meilleurs et plus sincères remerciements, pour leurs aides et encouragements et compréhension. J'adresse également mes salutations chaleureuses et mes vifs remerciements à **tout le personnel enseignant, administratif et technique de la faculté de Technologie** de l'université de M'sila et en particulier ceux du département d'Electronique, pour leurs bonne coopération et compréhension.*

*Je tiens à remercier, et en particulier mon cher ami **M. Drif**, pour son travail de relecture, ses remarques et ses conseils avisés qui m'ont été judicieux et constructifs, et beaucoup plus pour l'amitié qu'il m'a témoignée, ainsi que pour son soutien et encouragements constants, qui m'ont permis de bien concrétiser ce travail.*

*Table des figures et liste des
tableaux*

Table des figures

Figure I.1: Guide plan asymétrique à saut d'indice	6
Figure I.2: Profil d'indice d'un guide d'onde plan (a) Profil à saut d'indice, (b) Profil à gradient d'indice.	6
Figure I.3: Schéma d'un guide plan asymétrique et son profil d'indice.	7
Figure I.4: Représentation graphique des solutions des équations de dispersion (I.10) et (I.11) pour $\lambda=633nm$.	9
Figure I.5: Guide d'onde à deux dimensions de type <i>rib</i> .	10
Figure I.6: Les différents produits obtenus lors de la transition <i>sol-gel</i> .	15
Figure I.7: Evolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne au cours de la traversée d'un matériau soumis à un champ magnétique.	18
Figure I.8: Évolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne lors d'un aller-retour au sein d'un matériau soumis à un champ magnétique.	19
Figure I.9: Configuration permettant le couplage de mode <i>TE-TM</i> . L'application d'un champ longitudinal crée une aimantation au sein du guide. Celle-ci est à l'origine du couplage entre les composantes E_y^{TE} et E_x^{TM}	20
Figure I.10: Évolution du rendement de conversion $R_M(z)$ en fonction de la longueur de propagation z .	21
Figure I.11: Configuration requise pour obtenir une propagation non-réciproque des modes TM. L'aimantation est transversale par rapport à la direction de propagation.	22
Figure I.12: Configuration requise pour l'obtention d'une propagation non-réciproque dans le cas d'un mode <i>TE</i> .	23
Figure I.13: Principe de fonctionnement d'un isolateur optique en espace libre.	25
Figure I.14: Isolateur intégré à rotation fonctionnant sur le mode <i>TE</i> .	26
Figure I.15: Le principe de fonctionnement d'un isolateur intégré à déphasage non réciproque. Le déphaseur non réciproque (<i>NR</i>) a une rotation de 45° alors que le déphaseur réciproque (<i>R</i>) a une rotation de 90° . Les valeurs des phases accumulées sont reportées sur les ondes de chaque bras.	27
Figure II.1: Schéma synoptique des différentes techniques de dépôts des films magnéto-optiques.	30
Figure II.2: Coupe verticale de l'appareillage utilisé pour la croissance épitaxiale en phase liquide.	31

Figure II.3: Schéma d'un bâti de dépôt par ablation laser.	32
Figure II.4: Dépôt de couches minces par centrifugation ou <i>spin-coating</i> . ω est la vitesse de la rotation du substrat.	39
Figure II.5: Différentes étapes de la technique <i>dip-coating</i> (Trempe-retrait).	40
Figure II.6: Schéma de formation de la couche lors du retrait du substrat. Tous les processus physico-chimiques présentés se déroulent simultanément.	41
Figure II.7: Dispositif de dépôt et de traitement sous champ magnétique.	43
Figure III.1: Guide <i>rib</i> avec différentes tranches gravées.	46
Figure III.2: Fenêtre menu et outils.	47
Figure III.3: Calcul des modes.	47
Figure III.4: Consultation du mode.	48
Figure III.5: Intensité de champs.	48
Figure III.6: Première composante principale d'un mode guidant.	49
Figure III.7: Première composante non principale d'un mode non guidant.	49
Figure III.8: Décomposition des différentes origines de la biréfringence de mode.	51
Figure III.9: Représentation de la structure.	52
Figure III.10: Variation de l'indice effectif des modes <i>TE</i> et <i>TM</i> en fonction de l'épaisseur h pour $w=5\mu\text{m}$ et $n_f=(1.52, 1.54, 1.56 \text{ et } 1.58)$.	53
Figure III.11: Confinement de l'intensité dans le guide pour les polarisations <i>TE</i> et <i>TM</i> pour $w=5\mu\text{m}$ et $n_f=(1.52, 1.54, 1.56 \text{ et } 1.58)$.	54
Figure III.12: Variation de l'indice effectif des modes <i>TE</i> et <i>TM</i> en fonction de la largeur w pour $h=5\mu\text{m}$ et $n_f=(1.51, 1.53, 1.55 \text{ et } 1.57)$.	55
Figure III.13: Confinement de l'intensité dans le guide pour les polarisations <i>TE</i> et <i>TM</i> pour $h=5\mu\text{m}$ et $n_f=(1.51, 1.53, 1.55 \text{ et } 1.57)$.	56
Figure III.14: Chevauchement de l'impulsion lumineuse à la sortie du guide multi-mode.	57
Figure III.15: Variation de l'indice de réfraction en fonction de l'épaisseur du film.	58
Figure III.16: Variation de l'indice de réfraction en fonction de la largeur du film.	58
Figure III.17: Répartition de l'intensité dans le guide polarisation <i>TE</i> et <i>TM</i> .	59
Figure III.18: Modes guidés.	60
Figure III.19: Courbe de dispersion pour les modes <i>TE</i> et <i>TM</i> .	60
Figure III.20: Rendements R_m en fonction de w .	61
Figure III.21: Confinement de l'intensité dans le guide pour les polarisations <i>TE</i> et <i>TM</i> .	62
Figure III.22: Rendement maximal R_{max} en fonction de w .	63

Figure III.23: Courbe de dispersion pour les modes <i>TE</i> et <i>TM</i> .	64
Figure III.24: Rendements R_m en fonction de w .	64
Figure III.25: Rendement maximal R_{max} en fonction de w .	65
Figure III.26: Confinement de l'intensité dans le guide pour les polarisations <i>TE</i> et <i>TM</i> .	66
Figure III.27: Résultats de simulation de la rotation de polarisation pour $\lambda=1.55\mu m$, $h=5\mu m$ et $\phi=1\%$.	68
Figure III.28: Résultats de simulation de la rotation de polarisation pour $\lambda=1.55\mu m$, $h=5\mu m$, $\phi=2\%$.	70
Figure IV.1: Schéma du guide d'onde <i>rib</i> . x et y représentent les axes de coordonnées, avec la direction y parallèle à la surface du substrat.	73
Figure IV.2: Rotation de Faraday des couches minces à $\lambda=820 nm$.	75
Figure IV.3: Variation de ΔN en fonction de W pour différentes valeurs de D ($\lambda=0.82\mu m$).	78
Figure IV.4: Variation de ΔN en fonction de w pour différentes valeurs de D ($\lambda=1.55\mu m$).	79
Figure IV.5: Influence du paramètre de gravure D sur la largeur w , pour réaliser le zéro en biréfringence pour des hauteurs du guide $H=3\mu m$, $5\mu m$, et $8\mu m$.	81
Figure IV.6: Variation de D_{min} en fonction de H .	82
Figure IV.7: Confinement de l'intensité dans le guide pour les polarisations <i>TE</i> et <i>TM</i> .	84
Figure IV.8: Variation de la biréfringence ΔN en fonction du paramètre w pour l'indice de réfraction de la matrice hôte $n=1,51$ à $\lambda=1.55\mu m$.	85
Figure IV.9: Variation de la biréfringence ΔN en fonction du paramètre w pour l'indice de réfraction de la matrice hôte $n=1,53$ à $\lambda=1.55\mu m$.	86
Figure IV.10: Variation de la biréfringence ΔN en fonction du paramètre w pour l'indice de réfraction de la matrice hôte $n=1,56$ à $\lambda=1.55\mu m$.	86
Figure IV.11: Variation de la biréfringence ΔN en fonction du paramètre w pour $r=0,38$ pour différentes valeurs de l'indice de réfraction à $\lambda=1550 nm$.	88
Figure IV.12: Variation de la largeur du guide d'ondes en fonction de la profondeur de gravure pour une biréfringence nulle pour les indices de réfraction de la matrice hôte $n = (1,51, 1,52, 1,53, 1,55 et 1,57)$ à $\lambda=1550 nm$.	89
Figure IV.13: Variation de D_{min} en fonction de H .	90
Figure IV.14: Confinement de l'intensité dans le guide d'onde pour les polarisations <i>TE</i> et <i>TM</i> pour les quatre indices différents ($1,53, 1,54, 1,56 et 1,57$) à $\lambda=1550 nm$.	91
Figure IV.15: Influence de la longueur d'onde sur les paramètres géométriques.	92

Figure IV.16: Conversion de mode *TE-TM* : Intensité du champ de mode *TE-TM* dans le 93
plan (YZ), pour $\phi(\%) = 1\%$, avec $\Delta N \approx 0.0075$.

Figure IV.17: Conversion de mode *TE-TM* : Intensité du champ de mode *TE-TM* dans le 94
plan (YZ), pour $\phi(\%) = 1\%$, avec $\Delta N \approx 0$.

Figure IV.18: Conversion de mode *TE-TM* : Intensité du champ de mode *TE-TM* dans le 95
plan (YZ), pour $\phi(\%) = 2,04\%$.

Figure IV.19: Conversion de mode *TE-TM* : Intensité du champ de mode *TE-TM* dans le 95
plan (YZ), pour $\phi(\%) = 3\%$.

Liste des tableaux

Tableau III.1: Variation des paramètres h et N_{eff} en fonction de l'indice n_f pour $w=5\mu m$.	53
Tableau III.2: Valeurs de w_{inter} et n_{eff} en fonction de la hauteur h pour $n_f=1.57$.	61
Tableau III.3: Variation des indices N_{TE} et N_{TM} en fonction de h et w pour $n_f=1.57$.	61
Tableau III.4: Biréfringence modale et rendement max en fonction de H pour $n_f=1.57$.	63
Tableau III.5: Variation de w_{inter} et n_{eff} en fonction de h pour l'indice $n_f=1.97$.	64
Tableau III.6: Variation des indices N_{TE} et N_{TM} en fonction de h et w pour $n_f=1.97$.	65
Tableau III.7: Biréfringence modale et rendement max en fonction de H pour $n_f=1.97$.	65
Tableau III.8: Longueur de couplage L_C du mode fondamental pour différents indices n_f .	69
Tableau III.9: Longueur de couplage L_C du mode fondamental pour différents indices n_f .	69
Tableau IV.1: Propriétés optiques et géométriques du mode fondamental des couches.	74
Tableau IV.2: Valeurs de l'indice de réfraction de la matrice hôte à 1550 nm .	76
Tableau IV.3: Valeurs de θ_F et ε_{xy} en fonction de la concentration $\phi(\%)$.	94
Tableau IV.4: Longueur de couplage L_C mode fondamental pour différents dopages.	96

*Liste des acronymes et
abréviations*

Liste des acronymes et abréviations

Dans ce document, nous avons utilisé quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous :

YIG: *Yttrium Iron Garnet.*

MO : *Magnéto-optique.*

MOKE: *Magnéto-optique Kerr.*

TE: *Transverse Electrique.*

TM: *Transverse Magnétique.*

n: *Indice de réfraction.*

μ_0 : *Perméabilité du vide.*

ϵ_r : *Constante diélectrique du milieu.*

ϵ : *Permittivité du milieu.*

\vec{E} : *Champ Electrique.*

\vec{H} : *Champ Magnétique.*

λ : *Longueur d'onde.*

k : *Nombre d'onde.*

N_{eff} : *Indice effectif.*

β : *Constante de propagation.*

$\Delta\beta$ ou ΔN : *Biréfringence de mode.*

θ_F : *Rotation de Faraday.*

V : *Constante de Verdet.*

YIG: *Yttrium Iron Garnet de formule $Y_3Fe_5O_{12}$.*

BIG: *Bismuth Iron Garnet de formule générale $Bi_3Fe_5O_{12}$.*

GGG : *gadolinium grenat de gallium.*

L_c : *Longueur de couplage.*

K : *Constante de couplage.*

CVD: *Chemical Vapor Deposition.*

PLD: *Pulsed Laser Deposition.*

$[\epsilon]$: *Tenseur de permittivité.*

Table des matières

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	01
CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES GUIDES D'ONDES	
INTRODUCTION	05
I.1. RAPPELS SUR LES GUIDES D'ONDES OPTIQUES	05
I.1.1. Guide d'ondes plan	06
I.1.1.1. Guide plan à saut d'indice	07
I.1.1.2. Théorie des modes <i>TE/TM</i> d'un guide plan	07
I.1.2. Guide d'onde optique à deux dimensions	10
I.2. GUIDES D'ONDES MAGNETO-OPTIQUES	10
I.2.1. Matériaux magnéto-optiques	10
I.2.1.1. Matériaux utilisés en transmission	11
I.2.1.2. Matériaux utilisés en réflexion	11
I.2.2. Développement des matériaux magnéto-optiques	11
I.2.2.1. Matériaux magnéto-optiques classiques (<i>YIG</i>)	12
I.2.2.2. Matériaux magnéto-optiques élaborés par voie sol-gel	14
I.2.2.3. Choix des dopants pour matériau composite	16
I.3. EFFETS NON RECIPROQUES	16
I.3.1. Principe	16
I.3.2. Rotation Faraday et sa non réciprocity	17
I.3.3. Conversion de mode <i>TE-TM</i>	20
I.3.4. Propagation non réciproque	22
I.4. BIREFRINGENCE MODALE	23
I.4.1. Biréfringence de mode géométrique $\Delta N_{géo}$	24
I.4.2. Biréfringence intrinsèque Δn_i	24
I.5. TECHNIQUES D'ISOLATION	25
I.5.1. Principe d'isolation en espace libre	25
I.5.2. Isolateur à rotation	26
I.5.3. Isolateur à déphasage	27
CONCLUSION	28

CHAPITRE II : TECHNIQUES D'ELABORATION DES COUCHES MINCES PAR VOIE SOL-GEL

INTRODUCTION	29
II.1. ELABORATION DES FILMS MAGETO-OPTIQUES	29
II.1.1. Dépôt par vapeur chimique <i>CVD</i> (Chemical Vapor Deposition)	30
II.1.2. Dépôt par épitaxie en phase liquide	30
II.1.3. Dépôt par ablation laser	31
II.2. MATERIAUX MAGETO-OPTIQUES PAR VOIE SOL-GEL	32
II.2.1. Procédé sol-gel	32
II.2.2. Synthèse du sol	34
II.2.3. Dopage par les nanoparticules magnétiques	36
II.2.3.1. Propriétés du ferrofluide	36
II.2.3.2. Choix des nanoparticules	37
II.2.4. Avantages et inconvénients	38
II.3. TECHNIQUES DE DEPOT DES COUCHES MINCES PAR VOIE SOL-GEL	38
II.3.1. Centrifugation (<i>spin-coating</i>)	38
II.3.2. Trempage-retrait (<i>dip-coating</i>)	40
II.4. TRAITEMENT DES COUCHES MINCES	43
II.4.1. Traitement thermique	43
II.4.2. Traitement UV	43
II.5. UTILISATION D'UNE COUCHE MINCE COMME GUIDE D'ONDE	43
II.5.1. Indice de réfraction	44
II.5.2. Qualité optique	44
II.5.3. Atténuation	44
CONCLUSION	45

CHAPITRE III : ETUDE PARAMETRIQUE DE LA BIREFRINGENCE DES GUIDES D'ONDES RECTANGULAIRES

INTRODUCTION	46
III.1. PRESENTATION DU LOGICIEL DE SIMULATION <i>FIMMWAVE</i>	46
III.2. ETUDE DE LA BIREFRINGENCE	50
III.2.1. Représentation de la structure étudiée	51
III.2.2. Résultats de la simulation	52

III.2.2.1. Variation de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur h pour $w=5\mu m$	52
III.2.2.2. Variation de l'indice effectif en fonction de la largeur w pour $h=5\mu m$	55
III.3. CONDITIONS POUR L'OBTENTION D'UN GUIDE MONO-MODE	57
III.3.1. Objectif	57
III.3.2. Étude de la géométrie	58
III.3.3. Influence des paramètres physiques	60
III.3.3.1. Etude de la biréfringence pour l'indice du film guidant $n_f=1.57$	60
III.3.3.2. Etude de la biréfringence pour l'indice du film guidant $n_f=1.97$	64
III.4. CONVERSION DE MODE	67
III.4.1. Effet de la concentration des nanoparticules: cas d'un dopage $\phi=1\%$	67
III.4.1. Effet de la concentration des nanoparticules: cas d'un dopage $\phi=2\%$	69
CONCLUSION	71
CHAPITRE IV : ETUDE PARAMETRIQUE DE LA BIREFRINGENCE DES GUIDES D'ONDES EN ARETE	
INTRODUCTION	72
IV.1. GUIDE D'ONDE EN ARÊTE (<i>Rib</i>)	73
IV.1.1. Techniques de caractérisation	74
IV.1.2. Structure et conception	75
IV.2. RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSION	77
IV.2.1. Etude de la biréfringence	77
IV.2.2. Répartition du champ	90
IV.2.3. Etude de l'influence de la longueur d'onde	92
IV.3. CONVERSION DE MODE	93
IV.3.1. Effet des paramètres géométriques sur le taux de conversion	93
IV.3.2. Effet de la concentration des nanoparticules dans la couche guidante	94
CONCLUSION	96
CONCLUSION GENERALE	97
Références bibliographiques	100

Introduction générale

Introduction générale

Depuis plus de deux décennies, les télécommunications optiques connaissent une croissance sans précédent en raison notamment de l'explosion de l'internet. Cette croissance explosive n'est autre que le résultat d'un grand effort de recherche et développement dans le domaine de l'optique guidée, qui a conduit à l'amélioration des performances des fibres optiques, qui ont donc pris un essor considérable.

La forte demande vue actuellement en moyen de communications nécessite la disposition de réseaux de télécommunications à bande passante élevée. En effet, l'utilisation des signaux optiques permet de répondre à cette attente. Pour cela, tous les dispositifs intervenant dans l'acheminement de l'information doivent fonctionner sur le signal optique et non plus électrique.

De nos jours, les études menées sur les dispositifs en couches minces magnéto-optiques concernent principalement les fonctions d'isolation et de modulation. Dans ces deux cas, c'est le couplage entre les deux modes de propagation TE et TM qui est utilisé. Les dispositifs non-réciproques à l'image de l'isolateur optique représentent des éléments clés de l'intégration photonique. Ce dernier est indispensable dans les systèmes optiques, car il permet de préserver la source laser et autorise le passage de la lumière dans une seule direction tout en bloquant la propagation dans le sens retour. Par analogie aux composants électroniques actifs «diode», la fonction de l'isolation permet d'éviter tout risque d'endommagement ou d'instabilité des lasers dû aux réflexions parasites.

Le concept de l'optique intégrée a été introduit pour la première fois par *S.E. Miller* du *Laboratoire Bell* en 1969 [1]. L'approche proposée par *Miller* consistait à réaliser sur le même substrat des composants passifs et actifs pour la génération et le traitement du signal. Dans sa forme la plus fondamentale, le dispositif consiste en une source, un guide d'ondes et un détecteur.

Les avantages que l'optique intégrée peut offrir sont nombreux, tels que :

- ✓ la propagation est plus facile à contrôler (un seul mode possible),
- ✓ l'absence de problèmes d'alignement,
- ✓ l'utilisation potentielle de divers effets, électro-optiques, magnéto-optiques, acousto-optiques, thermo-optiques, luminescence,
- ✓ la vitesse de fonctionnement et la densité de puissance sont élevées,
- ✓ les tensions électriques de commande sont basses,

- ✓ les longueurs d'interaction sont faibles,
- ✓ les dispositifs sont compacts et légers.

Par ailleurs, il est à noter que l'optique intégrée procure une forte recherche de dispositifs de plus en plus complexes, polyvalents et efficaces, et notamment la recherche de nouvelles conceptions de guides d'ondes optiques de dimensions de plus en plus réduites [2].

En optique, le guide d'onde est similaire au conducteur électrique (fil) en électronique, par le fait que l'information est véhiculée à travers le support optique et non plus électrique pour tous les dispositifs, en l'occurrence l'isolateur et le circulateur. Un isolateur a pour rôle la limitation des oscillations néfastes dans les circuits non-linéaires et stabilise les oscillations d'un Laser en empêchant l'intrusion de la lumière extérieure réfléchie dans la cavité Laser. D'autre part, le circulateur permet de séparer les voies d'entrée et de sortie dans les systèmes bidirectionnels de transmissions de données. Les seuls matériaux permettant de réaliser des isolateurs et circulateurs sont ceux à effet magnéto-optique [2].

Dans ce sens, le présent travail de doctorat a pour objet l'étude des guides d'ondes magnéto-optiques de couches minces élaborées par la voie sol-gel et dopées par des nanoparticules magnétiques dans le but de réaliser des composants à effet non réciproque en configuration guidée comme par exemple l'isolateur optique.

Dans les réseaux de télécommunication optiques, les isolateurs sont des composants discrets miniaturisés, jusqu'à ce jour. Ils sont construits sur la base de cristaux de grenat d'Yttrium, *YIG* (Yttrium Iron Garnet de formule $Y_3Fe_5O_{12}$), 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 [3].

Le principe d'isolateur optique actuellement commercialisé se base sur l'effet magnéto-optique (*MO*) de rotation de polarisation (*effet Faraday*), qui est habituellement utilisé dans les matériaux massifs. Les isolateurs disponibles existent seulement sous forme de composants discrets d'espace libre. Ils présentent des effets *MO* importants avec isolation élevée et faible pertes d'insertion. Contrairement aux isolateurs existants, le principe de fonctionnement des structures non-réciproques les mieux adaptées à l'optique guidée est basé sur l'effet Magnéto-Optique Kerr (*MOKE*) transverse [4].

Les nouvelles voies de recherche consacrées à ces composants, s'orientent ainsi vers la mise au point de nouveaux matériaux magnéto-optiques présentant une forte compatibilité avec les technologies classiques d'optiques intégrées. Ce progrès exige aussi un travail d'investigation important au niveau du matériau à employer et de la technologie à utiliser.

Le procédé sol-gel est une méthode permettant la construction d'un réseau solide inorganique, par exemple de silice, à partir de réactifs en solution, à une température proche de la température ambiante. Cette chimie du « sol-gel », permet de réaliser des objets de petite dimension tels que des films (appelés «coating»), des fibres, des particules, voire même des monolithes de quelques centimètres. En d'autres mots, on peut obtenir de petits matériaux sans nécessairement passer par une étape de fusion [2].

Il présente beaucoup d'avantages sur les procédés conventionnels, son choix se justifie par sa qualité de chimie douce et son aptitude à élaborer des guides de faible indice pour une épaisseur ajustable. De plus, sa facilité de mise en œuvre, sa compatibilité avec les substrats en verre et plus particulièrement la possibilité de modifier ses propriétés intrinsèques par insertion au sein d'une matrice donnée des entités dopantes, possédant les propriétés requises pour l'application envisagée. Cependant, la relative simplicité du procédé, particulièrement pour obtenir des produits à composition très homogène ou des revêtements, rend cette technique attractive et au service de l'innovation technologique.

En outre, cette étude consiste à optimiser le dimensionnement des guides d'ondes magnéto-optiques dans le but de minimiser la biréfringence, et de réaliser la conversion de mode. Pour cela, nous avons recours au logiciel de simulation *FIMMWAVE*, qui est caractérisé par sa facilité d'utilisation et sa vitesse de calcul, ce qui fait de lui un des outils idéaux pour concevoir un dispositif avec une biréfringence nulle.

La présente thèse est structurée en quatre chapitres répartis comme suit :

- ✓ Le premier chapitre a pour objectif de préciser le cadre de travail de notre étude. Il est consacré à la présentation et la définition des interactions magnéto-optiques en configuration guidée. Il décrit les différents aspects de notre dispositif magnéto-optique proposé. En effet, les guides d'onde magnéto-optiques et leurs effets sont détaillés avant d'aborder l'effet non réciproque illustré dans notre cas par la conversion de mode *TE-TM*, et les différentes techniques d'isolation en optique intégrée. Ensuite, nous présentons les différents types d'isolateur dans le domaine des télécommunications et les différentes étapes technologiques pour son élaboration.
- ✓ Le deuxième chapitre décrit les techniques de fabrication des films magnéto-optiques de couches minces dopées par des nanoparticules magnétiques par la voie sol-gel. L'objectif de cette partie est de rappeler le principe et la mise en œuvre de chaque méthode.
- ✓ Après une courte introduction du logiciel de simulation *FIMMWAVE*, nous présenterons et discuterons dans le troisième chapitre, les résultats de simulation obtenus sur les couches

minces dopées par des nanoparticules magnétiques pour les guides d'ondes magnéto-optiques rectangulaires. Dans cette partie, nous présenterons une étude complète et détaillée sur la définition de l'origine de la biréfringence modale et sur l'influence de différents paramètres optiques et géométriques appliqués sur cette dernière. Nous terminerons ce chapitre, par l'étude de la conversion de mode pour le cas du guide d'ondes rectangulaire.

✓ Le quatrième chapitre regroupe l'ensemble des résultats de simulation obtenus ainsi que leur interprétation concernant les couches minces dopées par des nanoparticules magnétiques pour les guides d'ondes magnéto-optiques en arête (rib). Les résultats à présenter dans ce dernier chapitre concernent l'étude de la biréfringence modale des guides faits et notamment celle de la conversion de mode dans notre dispositif proposé.

Enfin, nous concluons notre travail par la présentation d'un bilan global des résultats obtenus et des perspectives pour les travaux futurs.

CHAPITRE I

Généralités sur les guides d'ondes

INTRODUCTION

Actuellement, les composants non-réciproques, notamment les isolateurs et les circulateurs commercialisés sont basés sur l'effet magnéto-optique de rotation de polarisation. Cet effet est habituellement utilisé dans des matériaux massifs à base de métaux et d'oxydes magnéto-optiques. Toutefois leur intégration reste très difficile à cause de l'incompatibilité technologique entre les matériaux magnéto-optiques classiques et les substrats conventionnels à base des verres. Alors, une version intégrée de ces dispositifs est fortement attendue.

Dans ce chapitre, la première partie est consacrée à l'isolateur en optique intégrée. Tout d'abord, nous rappelons brièvement quelques éléments théoriques d'optique guidée nécessaires à l'explication des conditions de guidage dans une structure optique. Ensuite, nous aborderons la rotation Faraday et sa non réciprocity, qui représente le phénomène principal utilisé dans les isolateurs optiques et aussi la fonction la plus difficile à être intégrée avec les autres dispositifs de l'optique intégrée. Enfin, nous illustrerons la notion de conversion de mode, importante pour ce type de dispositif, ainsi que les différentes techniques d'isolation en optique intégrée.

La seconde partie du chapitre est consacrée à l'isolateur dans le domaine de télécommunications. Nous présentons tout d'abord les différents types d'isolateur dans ce domaine. Ensuite, une description détaillée des différentes étapes technologiques en vue de l'élaboration de composants non-réciproques intégrés, notamment l'isolateur optique, sera présentée.

I.1. RAPPELS SUR LES GUIDES D'ONDES OPTIQUES

Les guides d'ondes optiques sont à la base de l'optique intégrée. Ils permettent de confiner la lumière dans une région réduite de l'espace grâce à un indice moyen supérieur à celui de l'environnement extérieur. Cette région a une ou deux dimensions typiques de l'ordre du micromètre. Ce confinement de la lumière imposé par les conditions aux limites conduit à une propagation spécifique dont les caractéristiques sont largement différentes de celles en espace libre: seuls les modes privilégiés ayant une constante de propagation particulière peuvent se propager. Il existe deux types de guides d'ondes :

- Guide d'ondes symétrique: si la couche de couverture et le substrat ont des indices de réfraction identiques.
- Guide d'ondes asymétrique: si la couche de couverture et le substrat ont des indices de réfraction différents.

I.1.1. Guide d'ondes plan

Un milieu diélectrique limité par deux autres milieux d'indice de réfraction plus faible constitue un guide d'ondes électromagnétique. Dans le cas d'un guide plan, les interfaces entre les milieux sont planes. Le guide d'ondes planaire est généralement représenté par un milieu diélectrique d'épaisseur h et d'indice n_f , limité de part et d'autre par un substrat et un superstrat (en général l'air), d'indices respectifs n_s et n_c , inférieurs à n_f [2, 3].

Un tel guide peut être plan, en relief, diffusé ou enterré. Dans le cadre de notre travail, nous nous limiterons aux guides plans à saut d'indice. La figure I.1 illustre la configuration d'un tel guide constitué de trois milieux diélectriques, isotropes, sans pertes et d'épaisseur constante.

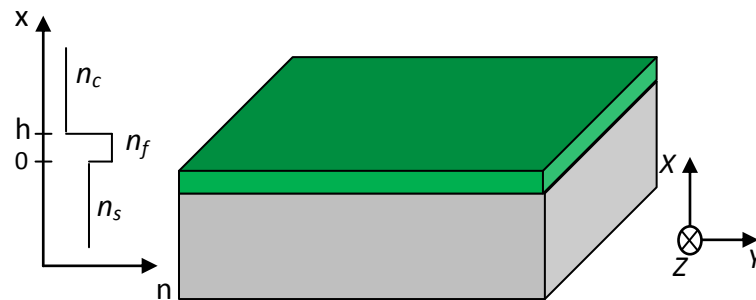


Figure I.1 : Guide plan asymétrique à saut d'indice.

Les guides d'ondes plans peuvent avoir un profil à saut d'indice (n_f constant sur toute la profondeur) ou à gradient d'indice lorsque n_f évolue avec la profondeur comme le montre la figure I.2.

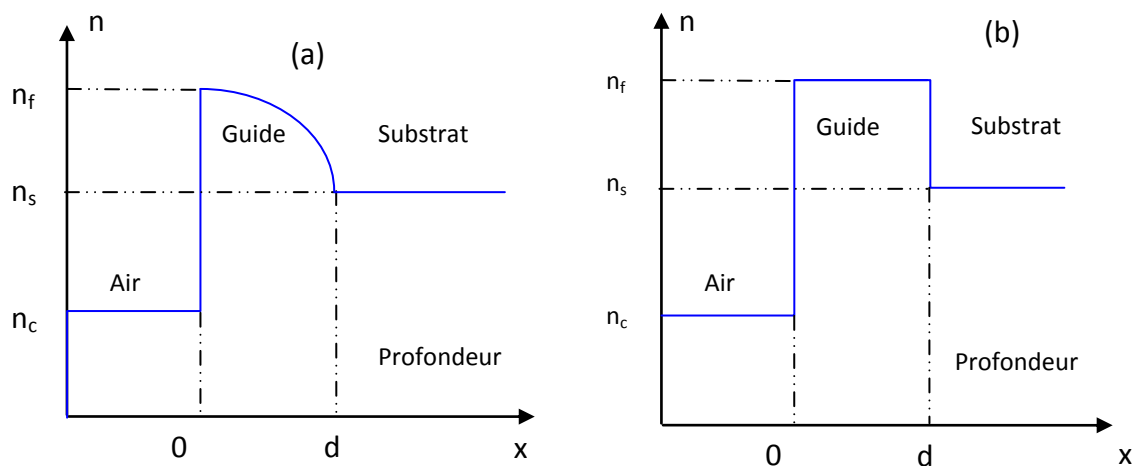


Figure I.2 : Profil d'indice d'un guide d'onde plan (a) Profil à saut d'indice, (b) Profil à gradient d'indice [2].

I.1.1.1. Guide plan à saut d'indice

Pour décrire la théorie de la propagation de la lumière dans un guide d'onde, intéressons-nous au cas simple d'un guide d'ondes plan possédant un profil à saut d'indice. La figure I.3 décrit, en général un guide plan asymétrique dans le plan (x, z) . Ce guide est constitué d'un empilement de trois couches diélectriques différentes, une couche mince d'épaisseur h déposée sur un substrat, le tout est plongé dans l'air, nous leurs attribuons des indices de réfraction notés n_f , n_s , et n_c respectivement. L'indice de la couche mince n_f est supérieur à celui du substrat n_s et de l'air n_c comme l'indique le profil d'indice présenté dans la figure I.2(a).

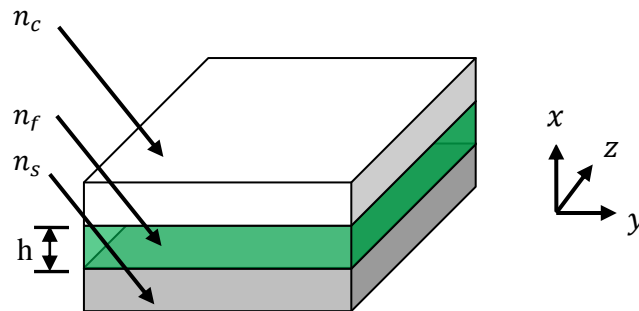


Figure I.3 : Schéma d'un guide plan asymétrique et son profil d'indice.

I.1.1.2. Théorie des modes *TE/TM* d'un guide plan

Le cas du guide plan décrit dans la figure I.4, constitue une première approche simple du principe de guidage de la lumière en ramenant la description du phénomène à deux dimensions $(0, x, z)$. L'étude des guides d'onde à partir des équations de Maxwell s'avère nécessaire pour décrire le comportement des modes de propagation. La résolution de ces équations se ramène à une équation dite de dispersion, qui admet pour solution une suite discrète de modes orthogonaux pouvant se propager dans le guide, chacun étant caractérisé par sa constante de propagation et sa polarisation.

Dans un milieu isotrope, homogène ($n = \sqrt{\epsilon_r}$, avec ϵ_r constante diélectrique relative du milieu), non chargé et non magnétique, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{div } \vec{E} = 0 \quad (\text{I.1})$$

$$\text{rot } \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{div } \vec{H} = 0 \quad (\text{I.2})$$

Où : μ_0 et $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ indiquent respectivement la perméabilité du vide et la permittivité du milieu considéré.

L'invariance du guide selon les directions Oy et Oz , permet d'écrire l'expression du champ électromagnétique (\vec{E}, \vec{H}) se propageant selon Oz sous la forme :

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x)e^{j\beta z} \quad (\text{I.3})$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}(x)e^{j\beta z} \quad (\text{I.4})$$

Où: β est la constante de propagation du mode considéré.

La résolution des équations de Maxwell dans une telle structure montre que, seuls deux types d'ondes électromagnétiques (\vec{E}, \vec{H}) peuvent exister :

- Les modes **TE** (Transverse Électrique) pour lesquels les composantes non nulles sont: H_x, H_z et E_y .
- Les modes **TM** (Transverse Magnétique) qui ne possèdent que trois composantes non nulles: E_x, E_z et H_y .

Pour chacun de ces modes, l'équation du mode s'écrit alors [5, 6] :

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (\text{I.5})$$

$$\frac{d^2 H_y}{dx^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (\text{I.6})$$

Où: k est le nombre d'onde, $k = 2\pi/\lambda$

Avec λ est la longueur d'onde dans le vide et n est l'indice de réfraction du milieu considéré ($n=n_s, n_g$ ou n_c).

La résolution de l'équation d'onde montre, que le champ possède une répartition transverse oscillatoire dans la couche mince et évanescence ailleurs :

$$E_y(x) = A \exp(x\sqrt{\beta^2 - k^2 n_c^2}) \quad x \leq 0 \quad (\text{I.7})$$

$$E_y(x) = B \exp\left(x\sqrt{k^2 n_f^2 - \beta^2}\right) \quad 0 \leq x \leq h \quad (\text{I.8})$$

$$E_y(x) = C \exp(-(x-h)\sqrt{\beta^2 - k^2 n_s^2}) \quad x \geq h \quad (\text{I.9})$$

Pour déterminer la constante de propagation β , il faut appliquer les conditions aux limites aux interfaces, ce qui permet d'aboutir aux relations suivantes [5] :

$$h\sqrt{k^2 n_f^2 - \beta_{TE}^2} - \arctan\left[\sqrt{\frac{\beta_{TE}^2 - k^2 n_c^2}{k^2 n_f^2 - \beta_{TE}^2}}\right] - \arctan\left[\sqrt{\frac{\beta_{TE}^2 - k^2 n_f^2}{k^2 n_f^2 - \beta_{TE}^2}}\right] = m\pi \quad (\text{I.10})$$

$$h\sqrt{k^2 n_f^2 - \beta_{TM}^2} - \arctan\left[\frac{n_g^2}{n_a^2} \sqrt{\frac{\beta_{TE}^2 - k^2 n_c^2}{k^2 n_f^2 - \beta_{TE}^2}}\right] - \arctan\left[\frac{n_g^2}{n_s^2} \sqrt{\frac{\beta_{TM}^2 - k^2 n_s^2}{k^2 n_f^2 - \beta_{TM}^2}}\right] = m\pi \quad (\text{I.11})$$

Où: m est le numéro du mode et n_a est l'indice de l'air ($n_a=1$).

La figure I.4 donne un exemple de représentation graphique des solutions des équations (I.10) et (I.11) dans le cas d'un guide d'indice 1.55 déposé sur un substrat de pyrex d'indice 1.47. En effet, la valeur des indices effectifs, $N_{eff} = \beta/k$, des modes dépendent de l'épaisseur de la couche mince. Suivant l'épaisseur de la couche mince, un certain nombre de modes peuvent se propager. Si l'épaisseur est égale à 700 nm, seuls les modes fondamentaux TE_0 et TM_0 existent, le guide est dit alors monomode. Il faut noter que cette configuration est convenable pour les applications magnéto-optiques. Par contre, si l'épaisseur de la couche est égale à 2300 nm, trois paires de modes peuvent se propager, le guide dans ce cas de figure est dit multi-modes.

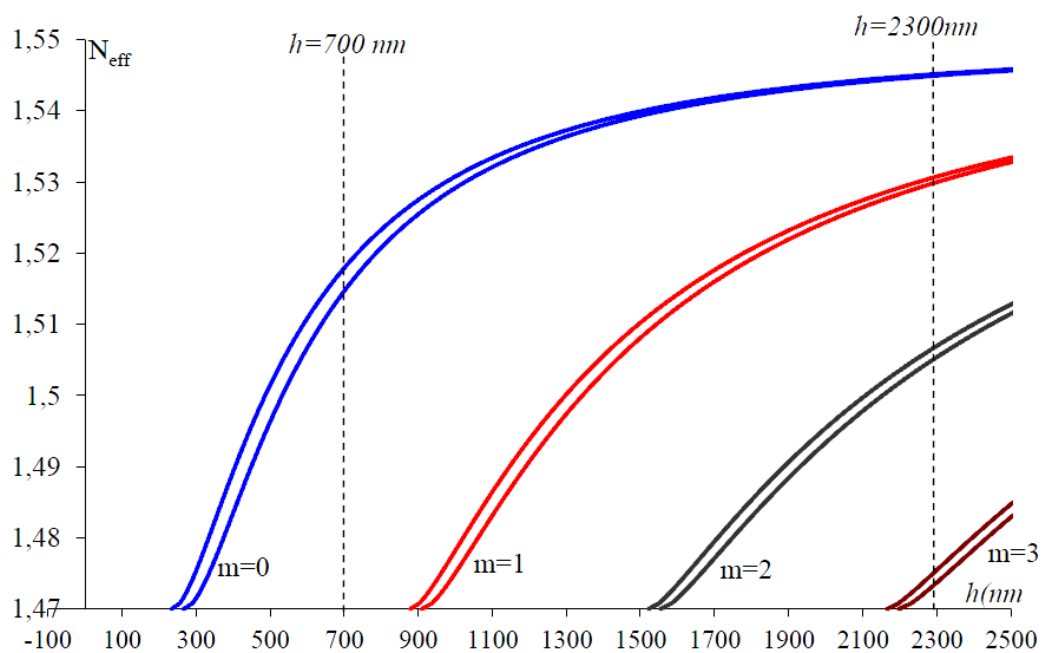


Figure I.4 : Représentation graphique des solutions des équations de dispersion (I.10) et (I.11) pour $\lambda = 633$ nm [7].

La figure I.4 montre également qu'au sein d'une paire de modes (TE_m , TM_m), les indices effectifs sont différents: il s'agit de biréfringence de mode ΔN_{eff} ou différence de phase «phase mis-match» :

$$\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM} = k \cdot \Delta N_{eff} \quad (I.12)$$

Il est important de noter que cette biréfringence existe, alors que le matériau constituant la couche mince est isotrope. Elle trouve son origine dans l'anisotropie «géométrique» de la structure. Cette biréfringence de mode est également un paramètre important dont il faut tenir compte pour la réalisation de guides magnéto-optiques efficaces.

I.1.2. Guide d'onde optique à deux dimensions

Contrairement aux guides plans asymétriques dont lesquels le confinement de la lumière est effectué dans une direction transverse par rapport à la direction de propagation, les guides d'ondes bidimensionnels permettent de la confiner dans deux directions.

La figure I.5 montre un exemple d'un tel guide optique permettant de construire des composants optiques directifs. Il est nécessaire d'utiliser des techniques de photolithographie pour la construction de telle structure, il faut alors, créer une zone d'espace où l'indice de réfraction du matériau sera plus grand que dans le reste du substrat. La propagation de la lumière se fait dans la direction perpendiculaire au plan (x, y) [8].

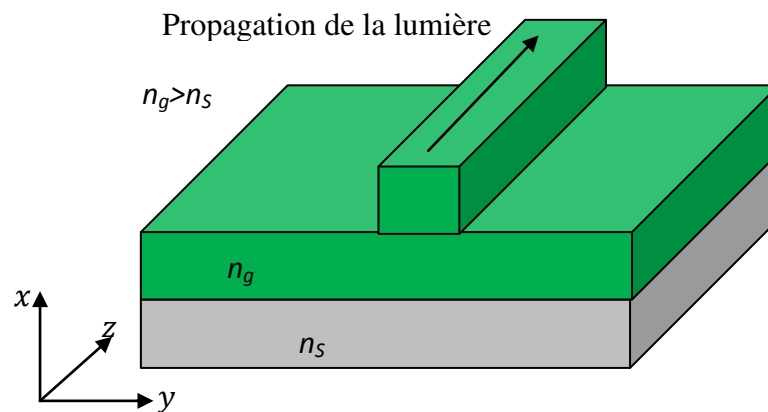


Figure I.5 : Guide d'onde à deux dimensions de type Rib.

Inversement au guide plan symétrique, dans les guides d'ondes à deux dimensions, seulement les méthodes numériques permettent de résoudre les équations de propagation.

I.2. GUIDES D'ONDES MAGNETO-OPTIQUES

Dans ce type de guides d'ondes, le cœur du guide est constitué d'un matériau magnétique, par conséquent, il est possible d'obtenir une propagation non-réciproque de la lumière. C'est l'objet de cette partie.

I.2.1. Matériaux magnéto-optiques

Deux grandes familles de matériaux magnéto-optiques peuvent exister selon leurs différentes applications. La première regroupe les matériaux transparents utilisés dans la transmission, ces matériaux sont caractérisés, soit par une constante de Verdet importante tels que les matériaux diamagnétiques et les matériaux paramagnétiques, soit par une forte rotation de Faraday tels que les matériaux ferromagnétiques ou encore présentant un effet Couton-Mouton élevé. La seconde famille des matériaux magnéto-optiques regroupe les

matériaux réfléchissants qui présentent un effet Kerr très important et dont l'application principale concerne l'enregistrement magnéto-optique.

I.2.1.1. Matériaux utilisés en transmission

Cette classe regroupe les matériaux les plus utilisés pour réaliser des composants à effet non-réciproque tels que l'isolateur et le circulateur optique [9, 10]. Il s'agit des matériaux diamagnétiques possédant une constante de Verdet V élevée et des matériaux ferromagnétiques à fort effet Faraday.

Ces matériaux présentent une faible absorption (de l'ordre de $0.25dB/cm$) et une constante de Verdet importante dans le spectre visible. Par conséquent, ces matériaux sont très attractifs dans la fabrication des isolateurs optiques. Parmi ces matériaux, nous trouvons les grenats de terbium et d'aluminium et les verres dopés au terbium. Actuellement, ces matériaux sont concurrencés par d'autres matériaux ayant des propriétés magnétiques et semi conductrices qui présentent une grande rotation de Faraday.

Le matériau le plus connu est le *YIG* (Yttrium Iron Garnet de formule $Y_3Fe_5O_{12}$) ou ses versions dopés présentent un effet Faraday important ($3000^\circ/cm$ à $1.3\mu m$) [11, 12, 13]. 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 $Bi_3Fe_5O_{12}$ [14].

I.2.1.2. Matériaux utilisés en réflexion

L'effet Kerr magnéto-optique est très important dans ce type de matériaux, durant ces dernières années, ces matériaux sont fortement développés pour l'application dans le domaine de l'enregistrement magnéto optique. Les matériaux de choix pour ce type d'application sont principalement des alliages amorphes de type terre rares-métaux de transition et les composés de cérium et d'uranium [9, 10].

Malgré les propriétés intéressantes de ces matériaux, nous nous sommes particulièrement intéressés, lors de ce travail de thèse, aux matériaux utilisés en transmission en vue leur applications en optique guidée.

I.2.2. Développement des matériaux magnéto-optiques

Dans le domaine des télécommunications, les filtres, lasers, photo-détecteurs, multiplexeurs, amplificateurs, modulateurs, ou encore commutateurs optiques sont tous des composants intégrés au sein des circuits optiques utilisés. L'isolateur optique reste le seul

élément qui n'a pas encore pu être intégré. Ce composant autorise le passage de la lumière dans une seule direction, en bloquant la propagation dans le sens retour. Cette fonction permet ainsi d'éviter tout risque d'endommagement ou d'instabilité des lasers dû aux réflexions parasites. La réalisation de l'isolateur optique est basée sur la non-réciprocité de la rotation Faraday des matériaux magnéto-optiques. Ces derniers peuvent être classés en deux catégories : ceux dits classiques (*YIG*) et ceux élaborés par la voie sol-gel.

I.2.2.1. Matériaux magnéto-optiques classiques (*YIG*)

De nos jours, 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 fabriqués à base de grenat de fer et d'Yttrium (*YIG*) ou de matériaux dérivés. 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 de type verre ou semi-conducteur (*InP*, *GaAs*) [15], à cause des différences de coefficient d'expansion thermique entre le matériau *YIG* et le substrat et la forte valeur de température de recuit nécessaire (800°C) à la cristallisation du *YIG* [16].

Les ferrites sont des matériaux magnétiques 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). Ce sont des céramiques à base d'oxydes, ce qui les différencie nettement des métaux ou des alliages magnétiques.

Les composés ferromagnésiens à base d'oxydes, dont l'exemple typique est le grenat de fer et d'Yttrium (de formule chimique $Y_3Fe_5O_{12}$), sont souvent appelés les grenats magnétiques. En effet la structure cristallographique de ces oxydes est identique à celle du grenat naturel grossulaire $Ca_3Al_2Si_3O_{12}$. En revanche, aucun grenat magnétique n'existe dans la nature et doit être préparé en laboratoire. Ces matériaux magnétiques ont fait l'objet d'études intensives dans le monde entier pour leurs propriétés magnétiques et magnéto-optiques, recherchées pour diverses applications. Il n'est pas exagéré de dire que, sans les grenats, certaines applications en hyperfréquences n'auraient pas été possibles.

Le *YIG* «Yttrium Iron Garnet» est un matériau ferromagnétique qui se présente généralement sous la forme d'une minuscule bille de moins de 1mm de diamètre et qui entre en résonance en étant soumis à un champ magnétique intense. C'est le matériau magnéto-optique le plus connu ou ses versions dopées, qui présentent un effet Faraday important ($3000^{\circ}/\text{cm}$ à $1.3\mu\text{m}$) [11]. Malgré leur propriétés magnéto-optiques intéressantes, aucun

dispositif à base de ce type de matériau n'a été commercialisé pour plusieurs raisons telles que :

- 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.
- Malgré le dépôt en faible épaisseur qui est attractif pour une intégration avec des composants à base de semi-conducteurs ou de Niobate de Lithium, la température de recuit élevée du *YIG* ($800^{\circ}C$) réduit fortement sa compatibilité technologique avec d'autres matériaux [12].
- De plus, le substrat *GGG* n'est pas un substrat classique sur lequel d'autres fonctionnalités peuvent être développées et il présente un coût élevé.

Ainsi, le développement de nouveaux matériaux magnéto-optiques compatibles avec les technologies classiques est une voie de recherche alternative. Parmi les travaux les plus remarquables dans cette nouvelle voie de recherche, nous pouvons citer :

- Les matériaux diamagnétiques possédant une constante de Verdet importante dans le spectre visible et une faible absorption (de l'ordre de $0.25dB/cm$), comme les verres dopés au terbium, le grenat de terbium et d'aluminium pour lesquels $V=1.9*10^{-4} \text{ }^{\circ}/(cm.A.m^{-1})$ à $\lambda=820nm$ [9]. Cela les rend attractifs pour la réalisation de rotateurs Faraday à 45° utilisés dans les isolateurs optiques en espace libre.
- Les polymères diamagnétiques pour lesquels Muto et *al.* [17] ont montré un taux de conversion de mode *TE-TM* autour de 60% , à la longueur d'onde $440 nm$, sur une couche polymère (*PMtMa*) déposée sur un substrat quartz. De plus, ces auteurs ont montré un taux d'isolation de $15dB$, sous l'influence d'un champ magnétique de l'ordre de $18kOe$, en configuration guidée pour une couche de copolymère (*MtMa/BzMa*) déposée sur un substrat de quartz [18]. L'avantage de ce matériau est qu'il possède une biréfringence modale relativement faible qui est de l'ordre de 10^{-6} à la longueur d'onde $440nm$, ce qui se traduit par une rotation Faraday θ_F de l'ordre de $8.8^{\circ}/cm$.
- Une nouvelle classe de matériaux semi-conducteurs possédant un magnétisme dilué et présentant une rotation Faraday plus importante est également développée. Zaets et *al.* [19] ont montré une conversion de mode *TE-TM* complète pour une couche de $Cd_{1-x}Mn_xTe$ déposée sur un substrat de *GaAs*, sous l'influence d'un champ de $5kOe$, à la

longueur d'onde 730nm . Ensuite, une isolation de 25dB en configuration guidée sur le même type de guide d'onde et à la même longueur d'onde a été démontrée [20].

D'autre part, l'utilisation de matériaux magnéto-optiques dans la réalisation de cristaux magnéto-photoniques constitue un large axe de recherche [21]. Il s'agit de structures à une, deux ou trois dimensions, périodiques et résonnantes permettant l'amplification de la rotation Faraday. L'exemple le plus simple est celui d'un cristal $1D$ constitué d'un arrangement périodique d'un matériau à effet magnéto-optique tel que le Bi:YIG ($\theta_F=0.2^\circ/\mu\text{m}$) et d'un autre matériau diélectrique telle qu'une matrice SiO_2 . Une telle structure permet une augmentation de la rotation Faraday d'un facteur de sept [22]. Nous pouvons également trouver des structures à double cavité qui sont constituées d'un matériau magnéto-optique entouré par deux matériaux diélectriques tels que SiO_2 et Ta_2O_5 [23]. Cependant, l'étude et la modélisation de configurations plus complexes comme celles à $2D$ ou $3D$ sont plus compliquées [24].

Ces différents matériaux présentent des potentialités intéressantes dans la mesure où ils sont compatibles avec les technologies déjà existantes. Ainsi, il est envisagé parfois de coupler la couche magnéto-optique avec une couche amplificatrice ce qui permet de limiter les pertes dues au matériau magnétique [25], ou de coupler la couche constituée d'un tel matériau avec une cavité [24] ce qui permet d'amplifier l'effet magnéto-optique.

I.2.2.2. Matériaux magnéto-optiques élaborés par voie sol-gel

La méthode sol-gel est une technique d'élaboration de matériaux permettant la synthèse de verres, de céramiques et de composés hybrides organo-minéraux, à partir de précurseurs en solution. Elle permet de réaliser des couches minces constituées d'empilements de nanoparticules d'oxydes métalliques.

L'usage du procédé sol-gel, issu de la chimie douce et qui est connu depuis longtemps, est devenu très courant actuellement. Il est de plus en plus exploité pour l'élaboration de nouveaux matériaux composites à partir de précurseurs moléculaires en solution à température ambiante [26]. Ces matériaux sont caractérisés par une grande homogénéité, pureté et sont réalisés à des températures inférieures à celles des méthodes conventionnelles.

Par ailleurs, ce procédé s'effectue dans des conditions dites de chimie douce, à des températures plus basses que celles des voies classiques. Par conséquent, cette technique offre la possibilité d'associer à leurs produits des espèces organiques et minérales pour former de nouvelles familles de composés hybrides organo-minéraux, possédant des propriétés inédites.

Pour cela, la voie sol-gel constitue une excellente alternative aux procédés classiques en vue de l'élaboration de verres dont les températures nécessaires dépassent les 1200°C .

Si cette technique permet d'obtenir une grande variété d'oxydes métalliques (SiO_2 , TiO_2 , ZrO_2 ...) avec une grande pureté et homogénéité, elle permet également la mise sous diverses configurations. En effet, à partir de la même solution «sol», le produit final prend des formes très différentes selon le mode de séchage du *gel*: matériaux massifs (monolithes de verres ou de céramiques), poudres, aérogels (séchage supercritique), fibres, composites, gels poreux ou membranes, et bien entendu, films ou couches minces (figure I.6) [27].

Cette grande diversité, tant de matériaux que de la mise en forme, a rendu ce procédé très attractif dans différents domaines technologiques tels que l'optique, l'électronique, les biomatériaux et les capteurs. Il présente, en outre, l'avantage d'utiliser une chimie douce et de pouvoir aussi conduire à des matériaux très purs et stœchiométriques ou dopés selon l'application visée.

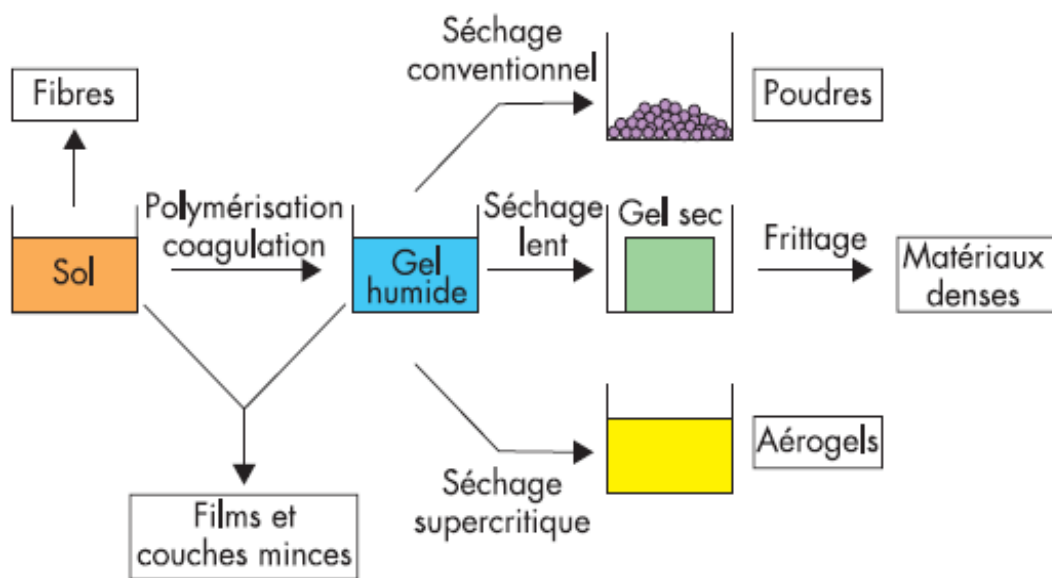


Figure I.6 : Différents produits obtenus lors de la transition *sol-gel* [27].

Le principe du procédé sol-gel, autrefois appelé «chimie douce», repose sur l'utilisation d'une suite de réactions d'hydrolyse-condensation, à température modérée, proche de l'ambiante, pour préparer des réseaux d'oxydes, qui peuvent être à leur tour traités thermiquement. Il s'agit d'un processus de conversion en solution d'alcoxydes métalliques, tels que les alcoxydes de silicium, zirconium, aluminium, titane. L'espèce métallique soluble peut aussi contenir des constituants organiques pouvant être ajustés selon les applications entreprises.

I.2.2.3. Choix des dopants pour matériau composite

Le procédé sol-gel représente une technique très efficace pour la synthèse des matériaux composites à base de nano-cristaux. Cette technique est très adaptée pour la réalisation de matériaux magnéto-optiques dont les propriétés diffèrent des matériaux massifs [28, 29].

Par ailleurs, la voie sol-gel permet la réalisation des matériaux magnéto-optiques à partir d'une matrice de silice dopée à l'aide de nanoparticules magnétiques de Maghémite ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) ou Ferrite de Cobalt (CoFe_2O_4) et leurs propriétés caractérisées. Par ailleurs, la matrice de silice est complètement compatible avec les verres [11, 30, 11].

Pour un dopage parfait à l'aide de particules de ferrite de cobalt, la réalisation de solutions de ferro-fluides requiert une attention particulière pour en assurer la stabilité. Le dopage du sol se fait par insertion de nanoparticules déjà cristallisées, sous forme de liquide magnétique pendant la préparation du sol. Cette méthode de dopage développée ces dernières années est considérée la plus simple et la plus pratique dans la réalisation d'un dopage homogène. Cependant, l'ajout de ces dopants dans un sol reste une étape cruciale car elle nécessite une bonne dispersion du dopant, ce qui impose parfois une adaptation de la chimie du sol. En effet, les particules de ferrite de Cobalt présentent une forte rotation de Faraday à la longueur d'onde 1550nm , contrairement au Maghémite qui possède un effet maximal à la longueur d'onde 500nm et un effet quasi nul à 1550nm [30]. Par conséquent, ces dernières années les nanoparticules de ferrite de Cobalt deviennent de plus en plus utilisées pour le dopage des couches magnéto-optiques [11].

I.3. EFFETS NON RECIPROQUES

I.3.1. Principe

Nous disons qu'une onde lumineuse évolue de manière non réciproque, lorsque sur le même parcours, les caractéristiques de sa propagation dans le sens direct sont différentes de celles dans le sens retour. Pour obtenir un tel effet, il faut avoir un matériau présentant une symétrie axiale, engendrée par la présence d'un champ magnétique ou une aimantation statique. En optique guidée, l'utilisation d'un matériau magnéto-optique pour obtenir des effets non réciproques, se fait principalement de deux façons :

- **Conversion de mode** : à la manière de ce qui se fait en espace libre, il est possible d'obtenir un couplage entre les modes de différentes polarisations (couplage $TE\text{-}TM$).

- **Propagation non réciproque :** des géométries particulières utilisant un matériau magnéto-optique permettent l'obtention de constantes de propagation différentes, pour un même mode, suivant la direction de propagation (aller ou retour).

I.3.2. Rotation Faraday et sa non réciprocity

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

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

La résolution de l'équation du mouvement de l'électron, en tenant compte de toutes les interactions, montre que la permittivité diélectrique pour un matériau soumis à un champ magnétique orienté selon OZ ($\vec{H} = H\vec{u}_z$) s'écrit [31] :

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + x) = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_2 & 0 \\ i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}_{\text{oxyz}} \quad (\text{I.13})$$

Dans cette expression, les termes hors diagonaux (ε_2) sont proportionnels au champ magnétique appliqué.

- **Rotation Faraday**

Pour une onde lumineuse longitudinale ($\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(j(\omega t - kz))$), la résolution des équations de Maxwell, dans un matériau possédant la permittivité représentée par l'expression I.13, montre que seuls deux types d'ondes peuvent se propager sans altération :

- Les vibrations circulaires droite caractérisées par :

$$\begin{cases} v_d = \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2} \\ E_{dy} = -iE_{dx} \end{cases} \quad (\text{I.14})$$

- Les vibrations circulaires gauche caractérisées par :

$$\begin{cases} v_g = \sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \\ E_{gy} = -iE_{gx} \end{cases} \quad (\text{I.15})$$

Ces polarisations circulaires droite et gauche constituent les états propres de propagation. L'application d'un champ magnétique au matériau crée ainsi une symétrie circulaire qui ne permet que la propagation d'onde électromagnétique ayant une polarisation circulaire. La projection sur les états propres de propagation d'une onde polarisée linéairement

correspond à deux états de polarisation circulaire droite et circulaire gauche d'amplitudes égales (figure I.7). Lorsque cette polarisation linéaire arrive sur le matériau, les deux polarisations circulaires droite et gauche se propagent à des vitesses différentes v_g et v_d . Par conséquent, au bout d'une longueur l dans le matériau, elles sont déphasées l'une par rapport à l'autre d'un angle θ donné par l'expression suivante :

$$\theta = \frac{2\pi.l.Re(v_g-v_d)}{\lambda} \quad (\text{I.16})$$

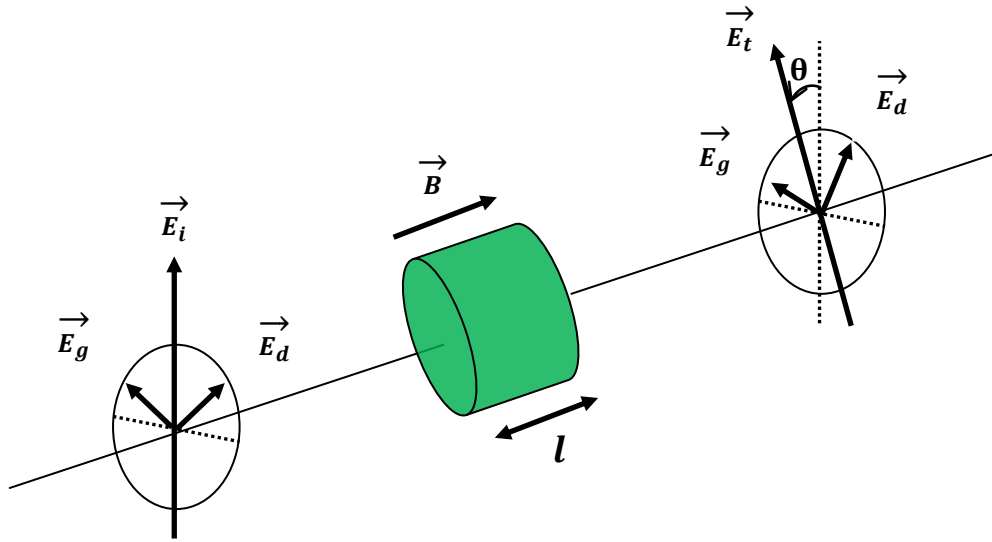


Figure I.7 : Evolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne au cours de la traversée d'un matériau soumis à un champ magnétique [32].

En sortie du matériau, les deux ondes se recombinent pour donner une vibration polarisée rectilignement, ayant tournée d'un angle θ par rapport à la direction de l'onde incidente avec [32] :

$$\theta = \frac{\theta}{2} = \frac{\pi.l.Re(\sqrt{\varepsilon_1+\varepsilon_2}+\sqrt{\varepsilon_1-\varepsilon_2})}{\lambda} \cong \frac{\pi.l.Re(\varepsilon_2)}{\lambda\sqrt{\varepsilon_1}} = \frac{\pi.l.Re(\varepsilon_2)}{\lambda n} \quad (\text{I.17})$$

Avec: n est l'indice de réfraction du matériau.

Cet angle de rotation, appelé **rotation Faraday** est donc directement proportionnel au terme hors diagonal. Dans le cas simple d'un électron élastiquement lié, elle est proportionnelle au champ magnétique appliqué [32].

Il est souvent plus utile de noter cette rotation en termes de rotation spécifique par unité de longueur :

$$\theta_F(^{\circ}/cm) = \frac{180.\theta}{\pi.l} \quad (\text{I.18})$$

- **Non réciproité**

Une des propriétés importantes de la rotation Faraday, découverte en 1845 par Faraday est sa non réciproité. Pour mettre en évidence cet effet, nous supposons maintenant que le champ magnétique est orienté dans le sens opposé, soit : $(\vec{H} = -H\vec{u}_z)$. En reprenant le cheminement précédent, nous pouvons montrer que la rotation Faraday change de signe et prend la valeur suivante :

$$\theta = -\frac{\pi.l.Re(\varepsilon_2)}{\lambda\sqrt{\varepsilon_1}} \quad (\text{I.19})$$

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

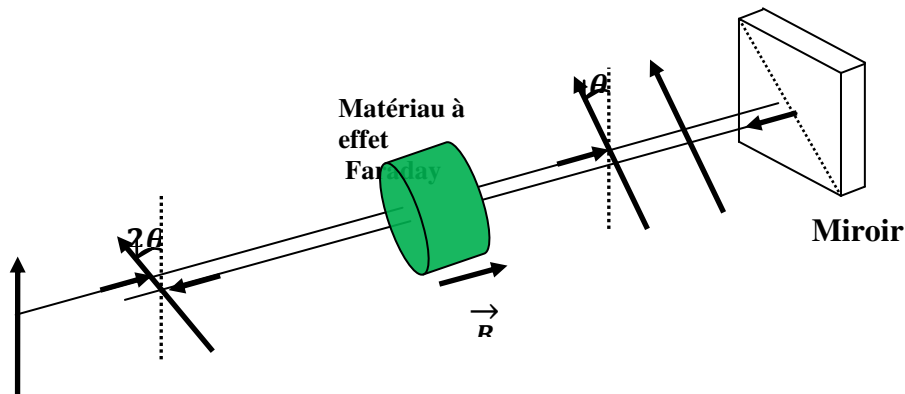


Figure I.8 : Évolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne lors d'un aller-retour au sein d'un matériau soumis à un champ magnétique.

Dans le cas de matériaux ferro ou ferri-magnétique classique, représenté sur la figure I.8, nous avons considéré que le terme hors diagonal ε_2 et par conséquent la rotation Faraday est proportionnel au champ \vec{E} . Cela est particulièrement vrai pour les verres diamagnétiques. Pour les matériaux ferro ou ferri-magnétique, tel que le ferrite de Cobalt utilisé dans ce travail, le tenseur permittivité s'écrit de la même façon [31], mais le terme hors diagonal noté ε_{m0} est en fait proportionnel à l'aimantation \vec{M} régnant au sein du matériau.

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_{m0} & 0 \\ i\varepsilon_{m0} & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}_{oxyz} \quad (\text{I.20})$$

Où: ε_{m0} est proportionnel à l'aimantation régnant au sein du matériau : $\varepsilon_{m0} = \gamma M$

La rotation Faraday spécifique s'écrit :

$$\theta_F(^{\circ}/cm) = \frac{180.Re(\varepsilon_{m0})}{\lambda.n} \quad (\text{I.21})$$

I.3.3. Conversion de mode $TE-TM$

Des effets non réciproques peuvent être obtenus en configuration guidée [33]. À la manière de ce qui se fait en espace libre dans le cas de Matériaux ferri-magnétique, la technique de conversion de mode $TE-TM$ consiste à réaliser sous l'influence d'un champ magnétique longitudinal à la direction de propagation un couplage entre les modes TE et TM d'un guide planaire (figure I.9).

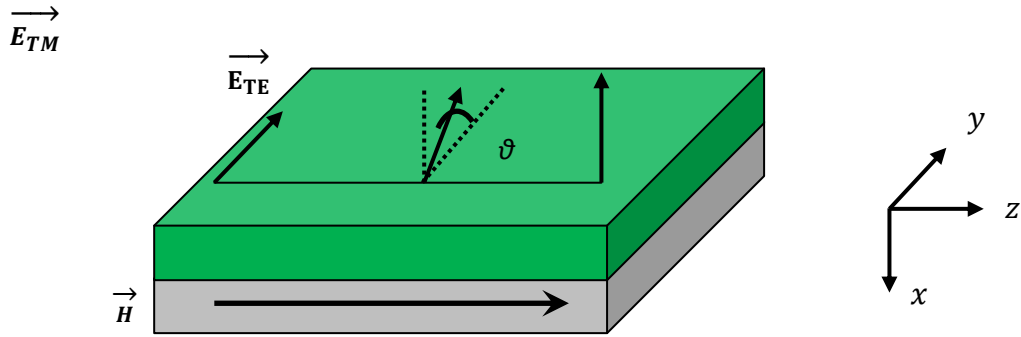


Figure I.9 : Configuration permettant le couplage de mode $TE-TM$. L'application d'un champ longitudinal crée une aimantation au sein du guide. Celle-ci est à l'origine du couplage entre les composantes E_y^{TE} et E_x^{TM}

L'effet Faraday se traduit par des termes non diagonaux du tenseur permittivité du matériau, représenté dans les équations I.20 et I.21. Ce tenseur est très souvent utilisé pour étudier les effets magnéto-optiques. Ces termes non diagonaux conduisent à un couplage entre les modes TE et TM des guides planaires. Les modes étant supposés sans pertes, le formalisme de *YarI* [3] conduit à l'équation des modes couplés suivante :

$$\frac{dA_{TE}}{dz} = KA_{TM} \exp(i\Delta\beta z) \quad (I.22)$$

$$\frac{dA_{TM}}{dz} = K^*A_{TE} \exp(-i\Delta\beta z) \quad (I.23)$$

Où: A_{TE} et A_{TM} sont les amplitudes des deux modes couplés,

$\Delta\beta$ représente la différence entre leur constante de propagation, $\Delta\beta = \Delta\beta_{TE} - \Delta\beta_{TM}$,

K est la constante de couplage.

La solution du système différentiel conduit pour le rendement de conversion, défini par l'expression suivante :

$$R(z) = \frac{I_{TE}(z)}{I_{TM}(0)} \quad (I.24)$$

$$R(z) = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} \sin^2 \left[\sqrt{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} z \right] \quad (I.25)$$

Cette dernière relation met en évidence que la conversion n'est complète que si $\Delta\beta = 0$. Dans ce cas, elle est obtenue pour une distance de propagation dite longueur de couplage $L_c = \pi/2|K|$. Si la différence de phase $\Delta\beta$ n'est pas nulle, le rendement de conversion est limité à la valeur R_M obtenue au bout d'une distance :

$$L_c = \frac{\pi}{\sqrt{4\theta_F^2 + \Delta\beta^2}} \quad (\text{I.26})$$

$$R_M = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} \quad (\text{I.27})$$

La figure I.10 donne une représentation graphique du rendement de conversion maximal R_M dans un guide magnéto-optique en fonction de la distance de propagation z .

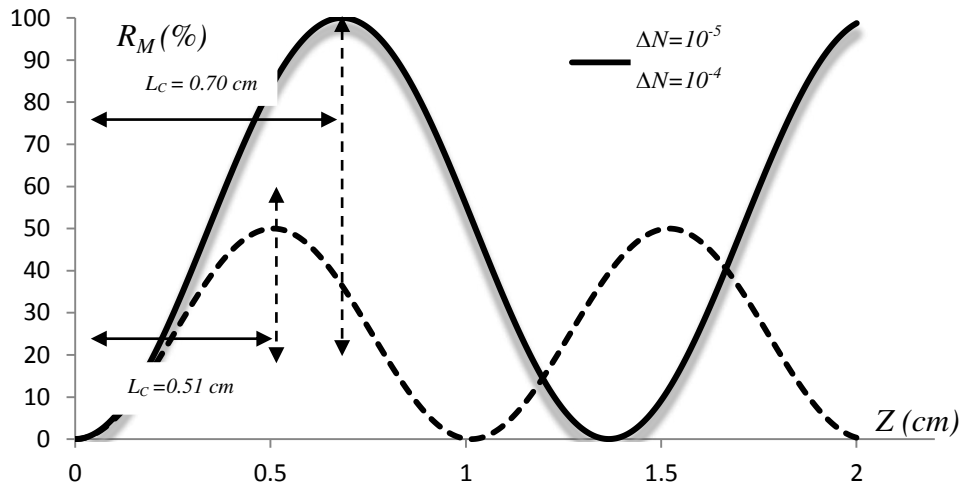


Figure I.10 : Évolution du rendement de conversion $R_M(z)$ en fonction de la longueur de propagation z [12].

La figure I.10 montre que pour un coefficient de couplage de $120^\circ/\text{cm}$, nous pouvons obtenir une conversion complète au bout de $0,7\text{cm}$, si la biréfringence modale est de 10^{-5} . Par contre, si cette biréfringence atteint 10^{-4} , la conversion complète est obtenue au bout de $0,51\text{cm}$. Par conséquent, nous constatons que la biréfringence modale peut donc limiter drastiquement le taux maximum de conversion. Ceci montre là, si l'on veut pour réaliser un effet non réciproque en configuration guidée, en utilisant la conversion de mode $TE-TM$, il est nécessaire de bien contrôler le paramètre R_M pour le réduire au minimum.

I.3.4. Propagation non réciproque

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 dans le sens de retour ($\beta_{aller} \neq \beta_{retour}$) [33, 34]. Pour cela, des géométries particulières différentes suivant le type de mode (TE ou TM) et utilisant un matériau magnéto-optique, permettent l'obtention de cette non-réciprocité. Le matériau doit posséder un fort effet Faraday, tel que le grenat d'Yttrium et de Fer dopé au Gadolinium ($Y_3Fe_5-xGaxO_{12}$) [11], qui présente une rotation Faraday de l'ordre $3000^\circ/cm$ à $1.3\mu m$.

Dans le cas du mode TM , un tel effet est obtenu en utilisant une aimantation transverse dirigée horizontalement dans la couche (Oy), comme il est mentionné sur la figure I.11.

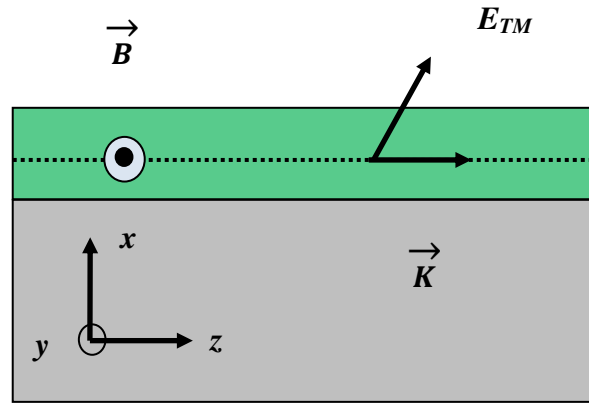


Figure I.11 : Configuration requise pour obtenir une propagation non-réciproque des modes TM . L'aimantation est transversale par rapport à la direction de propagation.

Les deux composantes E_z et E_x du mode TM sont liées par le terme hors diagonal ε_{m0} . Considérant une propagation selon Oz , l'équation caractéristique de ces modes s'écrit alors [35] :

$$\sqrt{k^2 \varepsilon_{eff} - \beta^2} = \arctan \left[\frac{\varepsilon_{eff}}{\sqrt{k^2 \varepsilon_{eff} - \beta^2}} \left(\frac{\sqrt{\beta^2 - k^2 n_a^2}}{n_a^2} - \frac{\beta \varepsilon_{m0}}{\varepsilon_1 \varepsilon_{eff}} \right) \right] + \arctan \left[\frac{\varepsilon_{eff}}{\sqrt{k^2 \varepsilon_{eff} - \beta^2}} \left(\frac{\sqrt{\beta^2 - k^2 n_a^2}}{n_a^2} + \frac{\beta \varepsilon_{m0}}{\varepsilon_1 \varepsilon_{eff}} \right) \right] \quad (I.28)$$

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{1f} - \frac{\varepsilon_{m0}^2}{\varepsilon_1} \quad (I.29)$$

Dans le sens retour, la lumière se propage selon $-Oz$, le signe des termes hors diagonaux est inversé. En conséquence, les termes linéaires de la relation précédente changent de signe, ce qui permet d'avoir une solution différente de l'équation I.22. Nous obtenons ainsi une constante de propagation d'aller différente de celle de retour ($\beta_{aller}^{TM} \neq \beta_{retour}^{TM}$).

Pour le mode TE , l'obtention d'un déphasage non-réciproque est plus difficile par rapport à celui du mode TM . Théoriquement, la configuration requise pour obtenir un déphasage non-réciproque a été montrée pour la première fois par Popkov et *al.* [36].

Cette configuration est illustrée sur la figure I.12. Il s'agit d'un guide d'onde rectangulaire à deux dimensions, divisé en deux parties, possédant toutes les deux une aimantation transversale par rapport à la direction de propagation (dans notre cas Oz), mais d'orientation différente dans les zones de guidage juxtaposées. Cette géométrie crée une dissymétrie particulière pour les modes TE et permet d'obtenir une propagation non réciproque de ces modes ($\beta_{aller}^{TM} \neq \beta_{retour}^{TM}$) [39].

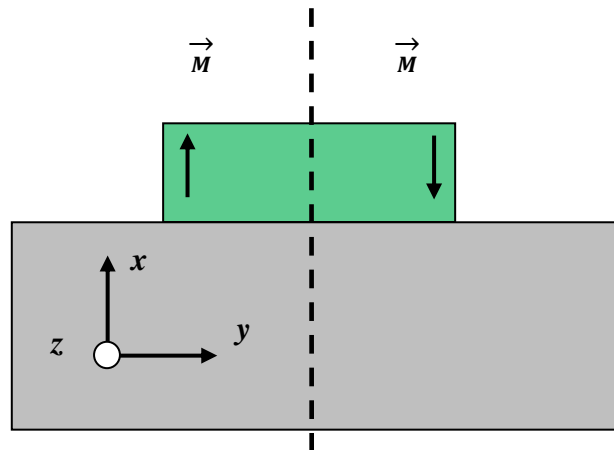


Figure I.12 : Configuration requise pour l'obtention d'une propagation non-réciproque dans le cas d'un mode TE .

I.4. BIREFRINGENCE MODALE

Nous rappelons que la différence entre les constantes de propagation des modes TE et TM , $\Delta\beta$, constitue un inconvénient majeur pour la réalisation de la conversion de mode TE - TM . Elle est directement liée à la biréfringence modale ΔN : $\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta N$, elle peut limiter drastiquement R_M [37] :

$$\Delta\beta = k(\Delta N_{\text{geo}} + \Delta N_i) \quad (\text{I.30})$$

I.4.1 Biréfringence de mode géométrique $\Delta N_{géo}$

La biréfringence de mode géométrique $\Delta N_{géo}$ d'un guide d'onde planaire, supposé isotrope, est directement liée à sa forme géométrique et ses propriétés opto-géométriques tels que son épaisseur, son profil d'indice et la différence d'indice entre le film et celui du milieu qui l'entoure (substrat et superstrat). Elle dépend également de la longueur d'onde de travail. Plusieurs solutions peuvent être envisagées pour diminuer la valeur de $\Delta N_{géo}$ ($\Delta\beta_{géo}$) telles que la réduction de l'écart d'indice entre la couche guidante et le milieu qui l'entoure, ou la modification de la forme géométrique du guide d'onde [38].

I.4.2 Biréfringence intrinsèque Δn_i

La biréfringence intrinsèque Δn_i , du matériau constituant la couche mince est la différence d'indice optique du matériau entre les champs électriques polarisés parallèlement au plan et ceux normaux au plan $\Delta n_i = n_{\parallel} - n_{\perp}$. Pour le matériau *YIG*, elle trouve son origine dans une biréfringence de contrainte Δn_c et une biréfringence de croissance Δn_g qui sont toutes deux négatives [39].

Les travaux de nombreux auteurs ont consisté à maximiser le rendement de conversion des couches de *YIG*. Les approches sont différentes et les techniques sont variées.

- Tien et *al* [40] proposent l'utilisation d'une aimantation périodiquement retournée (période $(\pi/\Delta\beta)$) pour forcer la conversion *TE-TM*. Le retournement est obtenu par un conducteur disposé en serpentins sur la couche.
- Monerie et *al* [41] construisent une structure multicouche dont la symétrie permet de diminuer la différence de phase et augmenter le rendement de conversion.
- En se plaçant dans les conditions d'accord de phase, Damman et *al* [42, 43] appliquent une contrainte externe à la couche, ce qui induit une anisotropie qui compte ainsi les biréfringences initiales.
- Après une étude utilisant la phase de recuit haute température (1100°C), Ando et *al* [36] ont pu diminuer la biréfringence intrinsèque de la couche et augmenter ainsi la conversion.
- Après une étude approfondie sur les valeurs des contraintes dans une certaine structure, Wolfe et *al*, [38] montrent qu'un choix adéquat d'épaisseur permet d'obtenir une compensation parfaite entre $\Delta N_{géo}$ et ΔN_i .
- Enfin Lohmeyer et *al* [44] proposent une configuration de guide rectangulaire optimale permettant d'obtenir l'accord de phase.

I.5. TECHNIQUES D'ISOLATION

Dans cette partie, nous rappellerons le principe d'isolation en espace libre, puis nous présenterons deux types d'isolateurs en optique intégrée : l'isolateur à rotation et l'isolateur à déphasage.

I.5.1. Principe d'isolation en espace libre

Le principe de fonctionnement d'un tel isolateur en espace libre est illustré sur la figure I.13. Il est constitué de deux polariseurs et d'un tronçon magnéto-optique produisant une rotation Faraday de 45° . Le polariseur en sortie est incliné de 45° par rapport à celui d'entrée. Ainsi, dans le sens direct, après la traversée du polariseur, la direction de polarisation de la lumière subit une rotation de 45° et se trouve alignée avec le polariseur de sortie: elle est donc transmise. Par contre dans le sens retour, la rotation de 45° se fait dans le sens opposé et la direction de polarisation de la lumière se retrouve inclinée à 90° du polariseur d'entrée: elle est donc bloquée.

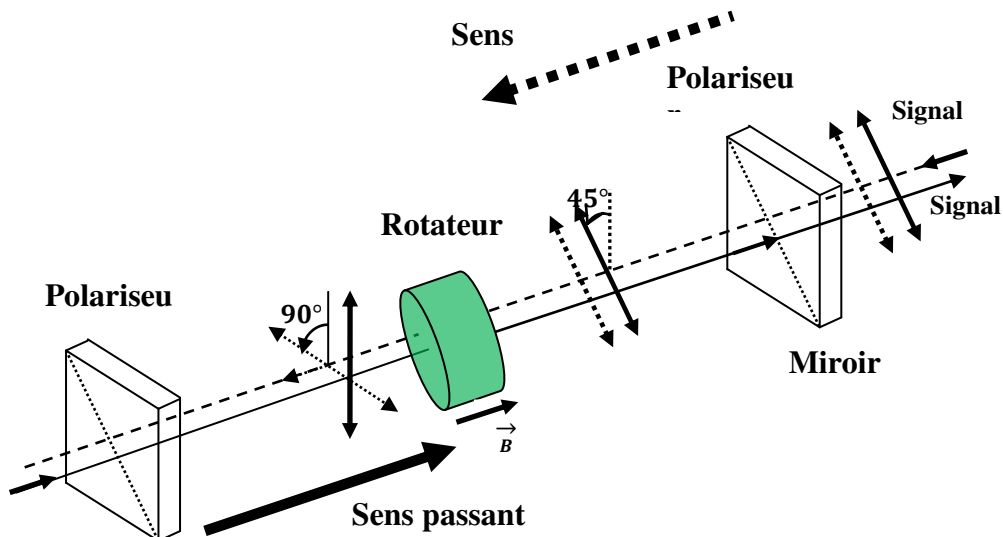


Figure I.13 : Principe de fonctionnement d'un isolateur optique en espace libre.

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

Dans les isolateurs optiques en espace libre, les pertes d'insertion sont de l'ordre de 0,3 à 0,5dB et le taux d'isolation est entre 35 et 44dB [45]. Suivant la longueur d'onde, le matériau

magnéto-optique employé peut être un verre paramagnétique, un grenat de terbium et gallium (*TGG*), un grenat d'yttrium et de fer (*YIG*) [45].

Ainsi, pour réaliser un isolateur intégré, deux voies principales ont été développées :

- La première est dérivée de celle de l'espace libre : elle est basée sur l'utilisation d'un rotateur Faraday et d'un rotateur réciproque (isolateurs à rotation).
- La seconde repose sur les déphasages non réciproques (isolateurs à «phase shift»).

I.5.2. Isolateur à rotation

Un isolateur à rotation fut réalisé par Castéra et ses collaborateurs en 1977 [45]. Il est constitué, comme l'indique la figure I.14, d'un sélecteur de modes et de deux tronçons : un non-réciproque et un réciproque. Le matériau utilisé est *GdGa:YIG*, il est déposé par épitaxie en phase liquide. Le tronçon non-réciproque est réalisé en utilisant l'effet Faraday par application d'un champ magnétique longitudinal au faisceau propagateur. La section réciproque est obtenue par application d'un champ magnétique inclinée à $22,5^\circ$ du plan de la couche. Les longueurs des sections non-réciproque et réciproque sont calibrées de telle façon à obtenir pour chacune d'elle une rotation de 45° .

Le mode *TE* incident traverse le sélecteur de modes puis la section non-réciproque et réciproque. Dans le sens aller, les effets des deux tronçons s'annulent, laissant ainsi le mode incident *TE* inchangé. Dans le sens retour, les effets s'ajoutent et le mode *TE* est converti en mode *TM*, absorbé par le sélecteur. Avec une telle structure, une isolation de l'ordre de $10dB$ a été obtenue.

De nombreuses équipes de recherche ont travaillé pour améliorer le taux de ce composant, le meilleur taux d'isolation est obtenu par Sugimoto et al en 1996 avec une isolation de $31dB$ [7].

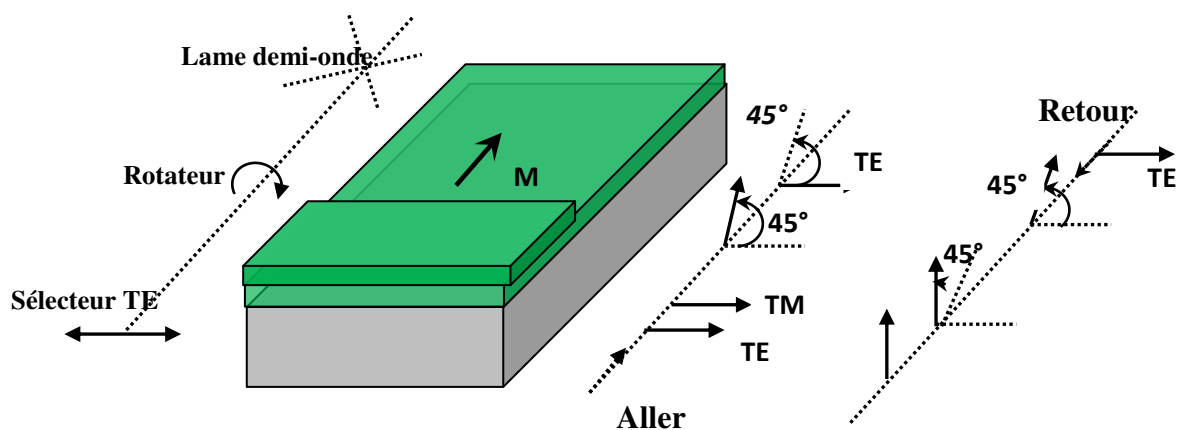


Figure I.14 : Isolateur intégré à rotation fonctionnant sur le mode *TE*.

I.5.3. Isolateur à déphasage

La figure I.15 illustre le principe d'un isolateur à déphasage. Il est constitué d'un interféromètre de Mach-Zehnder dont l'un des bras contient un déphaseur non réciproque et un réciproque, l'autre bras contient uniquement un déphaseur non réciproque. Le déphaseur non réciproque est basé sur des constantes de propagation non réciproques ($\beta_{\text{aller}} \neq \beta_{\text{retour}}$). Dans cette structure, un tel effet est obtenu en utilisant une aimantation transverse au faisceau lumineux, dirigée horizontalement dans la couche, pour le mode TM [35]. Dans le cas du mode TE , pour obtenir cet effet, l'aimantation est transversale par rapport à la direction de propagation et au plan de la couche, et d'orientation différente dans les zones de guidage juxtaposées [47]. Dans le sens aller, la structure permet d'obtenir une recombinaison des deux ondes, alors que dans le sens retour, ces dernières sont en opposition de phase et s'annulent. Des isolateurs à déphasage de modes TM ont été réalisés par Fujita et al [48], et ceux de modes TE par Bahlmann et al [11] et enfin plus récemment des isolateurs indépendants de la polarisation [49].

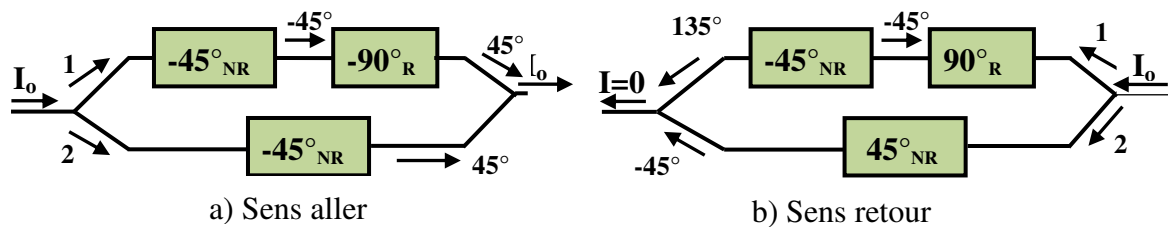


Figure I.15 : Le principe de fonctionnement d'un isolateur intégré à déphasage non réciproque. Le déphaseur non réciproque (NR) a une rotation de 45° alors que le déphaseur réciproque (R) a une rotation de 90° . Les valeurs des phases accumulées sont reportées sur les ondes de chaque bras.

La biréfringence de mode a été mesurée sur des échantillons recuits à $740^\circ C$, d'épaisseur de $1.2\mu m$, ayant deux modes de propagation. Cette biréfringence est importante, elle est de $8 \cdot 10^{-3}$, ce qui correspond à un taux maximum théorique de conversion de mode $TE-TM$ de 5.6% (section I.3.3). Pour améliorer ce taux de conversion, nous envisageons l'utilisation de matériau YIG dopé au cérium, dont la rotation Faraday peut être 100 fois supérieure à celle du YIG [7]. Ceci nous permettra de s'affranchir d'une recherche fine de l'accord de phase, car les techniques sont souvent difficiles à mettre en œuvre technologiquement. Nous rappelons que les films dont l'épaisseur est supérieure à $1.3\mu m$ présentent des craquelures après recuit, de ce fait, nous ne pouvons plus mesurer la biréfringence de mode.

La différence d'indice effectif entre le mode TE et TM est la somme des deux contributions $\Delta n = \Delta n_{geo} + \Delta n_i$ [7] :

- La biréfringence de mode géométrique Δn_{geo} possède toujours des valeurs positives, elle est fortement liée à l'épaisseur de la couche mince et à la différence d'indice entre le substrat et la couche.
- La biréfringence intrinsèque du matériau constituant la couche mince Δn_i . Il s'agit de la différence d'indice optique du matériau entre des champs électriques polarisés parallèlement au plan et ceux normaux au plan $\Delta n_i = n_{//} - n_{\perp}$. Pour le matériau YIG , elle trouve son origine dans une biréfringence de contrainte exprimée par [12] :

$$\Delta n_i = -n^3 \rho \left(\frac{a_s - a_f}{a_s} \right) \quad (I.31)$$

Où: n est l'indice de la couche guidante,

ρ est une constante caractéristique du milieu magnétique,

a_f et a_s représentent respectivement le paramètre de maille de la couche guidante et du substrat.

CONCLUSION

Au cours de ce chapitre, nous avons effectué une présentation détaillée des guides d'onde optiques et comprendre comment évolue la propagation d'ondes électromagnétiques à l'intérieur d'un guide d'ondes, nous avons aussi mis en évidence les paramètres définissant un mode guidé et les calculs nécessaires pour les obtenir.

Nous avons également présenté en détail les guides d'ondes magnéto-optiques ainsi que les effets non réciproques. En plus, nous avons établi à travers cette étude que le phénomène de conversion de mode est à la base de la réalisation de composants non réciproques tels que l'isolateur, le modulateur et le circulateur.

La réalisation de l'isolation d'un mode guidé est fortement liée aux conditions d'accord de phase et du taux de conversion entre les deux modes guidés, alors, il paraît important de maîtriser les différentes techniques d'isolations.

L'étude des modes guidés d'une structure plane, nous a permis de constater que la biréfringence dépend des paramètres géométriques du guide. Pour cela, notre intérêt est porté en particulier sur la biréfringence de mode, qui est un paramètre très important, pour obtenir un meilleur taux de conversion.

CHAPITRE II

*Techniques d'élaboration des
couches minces par voie sol-gel*

INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons vu des généralités sur les guides d'ondes optiques et magnéto-optiques. Nous avons aussi constaté que les voies de recherche actuelles sont souvent orientées vers la réalisation des couches à base de matériaux magnéto-optiques compatibles avec les technologies de l'optique intégrée. Ces couches sont élaborées par voie sol-gel et déposées sur des substrats classiques de type verre ou Pyrex. Ce présent chapitre sera donc consacré aux différentes techniques d'élaboration des couches minces magnéto-optiques, en particulier, celles élaborées par la chimie «sol-gel», (matériau, dépôt en couches minces et différents techniques de traitements appliqués).

Dans cette partie, la procédure d'élaboration de films minces par voie sol-gel a été décrite de phase synthèse du sol jusqu'au traitement apporté à la couche, en passant par la phase de dépôt. Dans ce sens, nous avons mis en évidence les paramètres d'élaboration les plus importants pour la conception d'un guide d'onde plan (vitesse de tirage, viscosité du sol, traitement thermique et exposition UV).

II.1. ELABORATION DES FILMS MAGETO-OPTIQUES

Les différentes techniques de dépôt des films magnéto-optiques peuvent être réparties en deux catégories ; les méthodes chimiques et les méthodes physiques. Les méthodes chimiques se subdivisent en deux techniques avec les dépôts en solution et les dépôts en phase vapeur. Pour les méthodes physiques, nous retrouvons celles par ablation laser et par pulvérisation, technique de dépôt classique de la microélectronique. Cette dernière se décline en deux méthodes : Dépôt chimique et Dépôt physique [50].

Dans la littérature, les couches minces de *YIG* ou de *YIG substitué* peuvent être élaborées par ablation laser, dépôt par vapeur chimique, par épitaxie en phase liquide et pulvérisation cathodique radiofréquence. La technique conventionnelle est l'épitaxie en phase liquide qui utilise des températures élevées de l'ordre de 980 °C, mais les films de *YIG* sont contaminés par les ions de plomb nécessaire au dépôt, ce qui provoque des effets négatifs sur les performances des dispositifs micro-ondes [3].

Les différentes techniques utilisées pour le dépôt des films magnéto-optiques sont résumées dans la figure II.1.

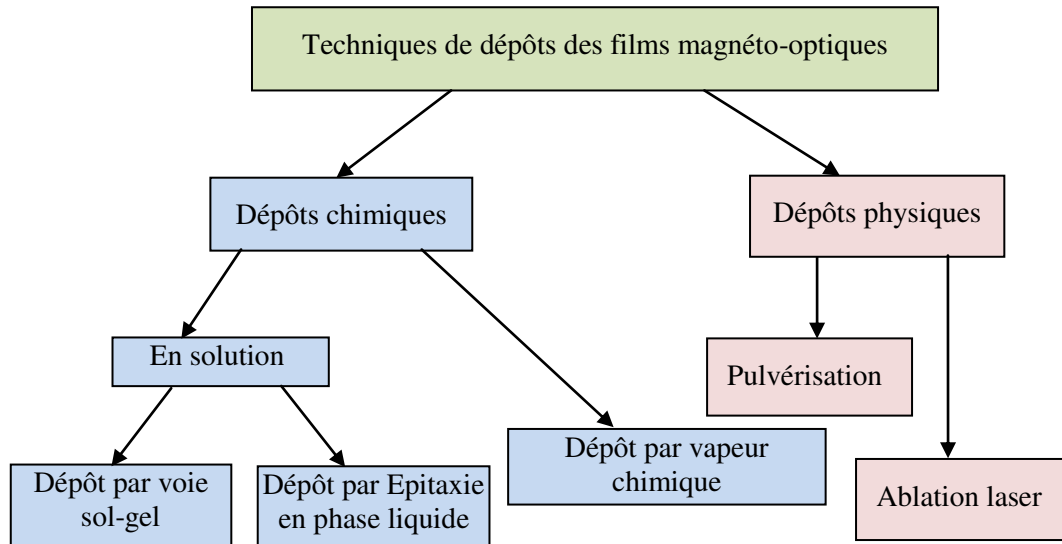


Figure II.1 : Schéma synoptique des différentes techniques de dépôts des films magnéto-optiques.

II.1.1. Dépôt par vapeur chimique CVD

Le dépôt par vapeur chimique dite *CVD* (en Anglais : Chemical Vapor Deposition) est une technique qui permet de réaliser des dépôts solides sur un substrat chauffé, à partir d'un précurseur gazeux et d'une réaction chimique. Les précurseurs gazeux peuvent être, au départ, des gaz, ou provenir de la décomposition thermique ou de la réduction de fluorures, chlorures, hydrures, organométalliques, etc....

Cependant, il existe des limitations à l'utilisation de la technique CVD. La plus importante est la limite de température que peut supporter un substrat. En effet, pour que les réactions chimiques souhaitées puissent avoir lieu, le substrat doit être chauffé à une température très élevée; généralement elle est comprise entre 500°C et 2000°C (suivant les matériaux à déposer). Malheureusement, de nombreux matériaux ne peuvent pas être chauffés à ces températures sans subir de modifications importantes dans leurs caractéristiques, ce qui limite le choix des substrats [2].

II.1.2. Dépôt par épitaxie en phase liquide

La figure II.2 illustre l'appareillage utilisé pour la croissance épitaxiale en phase liquide. Le substrat monocristallin est d'abord maintenu près de la surface du bain fondu afin que sa température s'équilibre avec celle du liquide, les températures de croissance sont de l'ordre de 980°C . Le substrat est ensuite mis en rotation et plongé dans le bain fondu pendant un temps proportionnel à l'épaisseur souhaitée pour la couche épitaxiale. Après quoi, le substrat est retiré du bain et les dernières gouttes adhérentes de liquide sont éliminées par

mise en rotation très rapide de l'échantillon. En fait, un double guide magnéto-optique est obtenu après refroidissement, puisque l'épitaxie a lieu simultanément sur les deux faces du substrat [2].

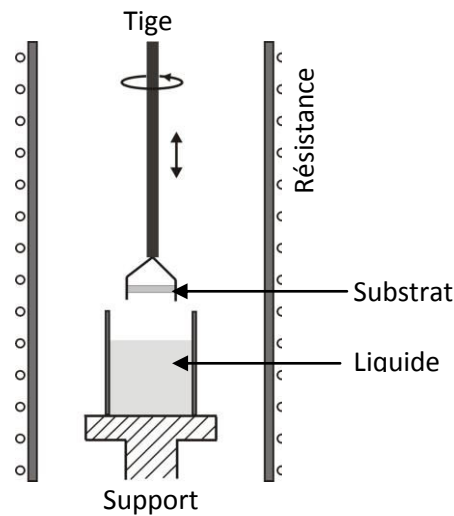


Figure II.2 : Coupe verticale de l'appareillage utilisé pour la croissance épitaxiale en phase liquide.

II.1.3. Dépôt par ablation laser

Le principe de dépôt par l'ablation laser (*PLD* : Pulsed Laser Deposition) consiste à focaliser un faisceau laser impulsionnel de forte puissance sur la surface d'un solide nommé cible afin de l'évaporer. La longueur d'onde du laser est comprise entre 200 et 400nm . Au-dessus du seuil d'ablation des atomes, des électrons, des agglomérats et des amas sont éjectés de la surface et il apparaît un plasma qui a une très forte densité de particules et une température d'excitation élevée. La fluence du laser (énergie par unité de surface) nécessaire pour produire le plasma dépend du matériau de la cible, de sa morphologie et de la longueur d'onde du laser. Le plasma, appelé en général le panache, est ensuite condensé sur un substrat chauffé, en vue d'assurer la cristallisation du matériau.

La figure II.3 représente un exemple de bâti utilisé pour le dépôt par l'ablation laser. Ce dernier n'étant pas situé dans l'enceinte sous vide, le faisceau est transmis alors par l'intermédiaire d'une fenêtre-laser. Cette dernière doit être parfaitement transparente à la longueur d'onde du laser pour ne pas absorber l'énergie et doit être nettoyée régulièrement car le dépôt se fait également sur celle-ci [2].

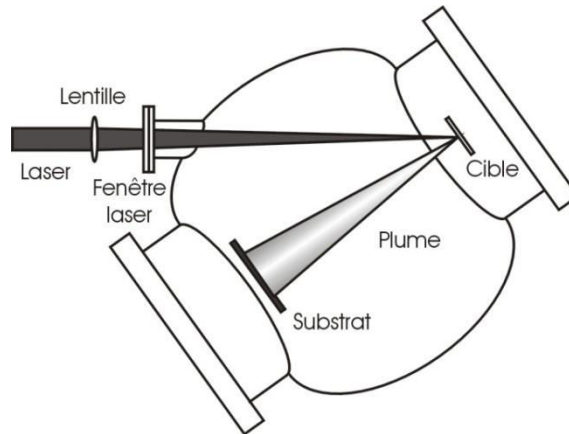


Figure II.3 : Schéma d'un bâti de dépôt par ablation laser.

II.2. MATERIAUX MAGETO-OPTIQUES PAR VOIE SOL-GEL

II.2.1. Procédé sol-gel

Comment créer du verre à basse température avec des fonctionnalités colorées ou biomimétiques ? Le verre est traditionnellement élaboré à partir de silice fondue au-dessus de 1000°C . Cependant, en s'inspirant de la nature, des chercheurs ont développé une voie de synthèse pour produire du verre à basse température. Cela permet non seulement de consommer moins d'énergie mais en plus de créer toute une nouvelle gamme de matériaux hybrides inorganiques/ organiques originaux. En effet, la matière organique brûle à 400°C et ne résiste pas au processus standard de fabrication du verre.

Cette nouvelle voie de synthèse, appelée «sol-gel» comprend, principalement deux étapes : l'hydrolyse et la condensation. En présence d'eau, les précurseurs de silice $\text{Si}(\text{OR})_4$ s'hydrolysent pour former des espèces $\text{Si}(\text{OH})_4$ réactives qui, à travers des réactions successives de polycondensation, conduisent à la formation de gels.

En raison de son caractère «basse température», la technique sol-gel s'est considérablement développée depuis les années 1970. En effet, cette méthode originale d'élaboration de matériau à partir de précurseurs moléculaires en solution à température ambiante nécessite, pour réaliser le séchage et la densification, un traitement thermique à température modérée. Ainsi, la méthode sol-gel est une méthode qui nécessite moins d'énergie par rapport à des procédés de synthèses classiques comme l'élaboration de verres et de céramiques nécessitant une phase de fusion à haute température dépassant les 1200°C .

Les applications de ces matériaux sont nombreuses : les verres colorés (les lasers à colorants solides), les revêtements fonctionnels sur des vitres hydrophobe crée par

biomimétisme et pour la micro-optique et micro-électronique, les capteurs et les bio-capteurs, etc.

Son aspect issu de la «chimie douce», lui a offert la possibilité d'associer des parties organiques à d'autres minérales sans qu'elles subissent de dégradation thermique ultérieure. Cette nouvelle voie, utilisée pour la première fois au cours des années 80, consiste donc à se servir de précurseurs comportant à la fois des fonctions hydrolysable et photo-polymérisable. La nature du groupement organique peut conférer au matériau ainsi élaboré des propriétés nouvelles de nature hydrophobe, optique ou chimique.

Au vu de ces caractéristiques, le procédé permet de réaliser des matériaux de haute qualité intrinsèque dont les propriétés spécifiques sont potentiellement aptes à satisfaire des applications allant des cellules solaires [51] à la réalisation de miroirs [52] en passant par la fonctionnalisation de vitrage automobile [53]. De même, les couches minces peuvent constituer des revêtements de protection [54], des matériaux micro-structurés [55] ainsi que des guides d'onde optiques [7, 12, 30].

L'un des intérêts majeurs du procédé sol-gel, réside dans la possibilité de réaliser une large gamme de «gel», dopés par différents types de particules tels que les particules métalliques, les ions [56] et les nanoparticules magnétiques constituant la phase solide de ferro-fluide [30, 44]. Il est conçu pour la réalisation de matériaux dopés dont les propriétés diffèrent du matériau massif [28]. Cette insertion de dopants spécifiques au sein de la matrice sol-gel, vise à leur faire acquérir des propriétés fonctionnelles nouvelles, ce qui constitue un moyen d'envisager de nombreuses applications.

Dans cette idée, la méthode sol-gel est apparue comme une méthode de synthèse efficace de ces matériaux [29]. Il existe dans la littérature de nombreuses techniques pour réaliser le dopage d'un matériau élaboré par voie sol-gel. Elles sont classées en deux catégories :

- Dopage après l'étape de dépôt [57] : l'inconvénient de cette méthode est qu'elle n'est spécifique qu'aux gels de faible densité dont la tenue mécanique ne permet pas la mise en forme pour des applications optiques [58].
- Dopage du sol : cette méthode est de loin la plus simple et la plus pratique dans le sens où elle consiste à ajouter directement les dopants en solution pendant la préparation du sol. L'avantage de cette technique est la réalisation d'un dopage homogène, la concentration en dopant est contrôlable [12].

Comparé aux méthodes conventionnelles, le procédé sol-gel constitue une voie alternative simple et intéressante pour fabriquer des guides d'onde optiques. Ses nombreuses qualités et avantages le rend attractif et au service de l'innovation technologique. Nous pouvons citer par exemple :

- ✓ les étapes technologiques complexes et qui sont relativement coûteuses telles que la pulvérisation ou le dépôt chimique [59-61].
- ✓ la modulation de leur indice de réfraction en ajustant la composition chimique des précurseurs initiaux formant le sol.
- ✓ le dépôt sur des substrats de forme et nature variées.
- ✓ la possibilité de contrôle conjoint de l'indice optique de la couche et de celui du substrat permet donc d'élaborer des guides d'onde en vue d'applications en optique intégrée.

L'ensemble de ces qualités optiques telles que l'indice et l'épaisseur sont ajustables, ainsi que la possibilité de dopage par des nanoparticules magnétiques, a fait que le procédé sol-gel a été choisi pour réaliser des guides d'ondes magnéto-optiques. Dans ce travail, le procédé sol-gel hybride organique-inorganique est utilisé, pour élaborer des couches minces. La fabrication de ces dernières, passe par cinq étapes principales :

- la synthèse du «sol»,
- le dopage par des nanoparticules magnétiques,
- la préparation du substrat,
- le dépôt en couche mince,
- le traitement de la couche mince.

II.2.2. Synthèse du sol

Le procédé sol-gel fait intervenir de nombreuses réactions chimiques du fait de la présence simultanée au sein du milieu réactionnel.

Le protocole adopté dans ce travail pour la synthèse du sol est celui utilisé dans la littérature [12, 62]. Nous pouvons résumer la synthèse du sol en cinq étapes principales :

- la préhydrolyse de l'aloxyde de silicium,
- la complexation de l'alcoxyde de zirconium,
- l'homogénéisation du mélange des alcoxydes,
- l'hydrolyse du mélange,
- le début de la polycondensation du mélange,
- l'ajout du photoinitiateur dans le sol.

Etape 1: Préhédrolyse de l'alkoxyde de silicium

L'alkoxyde de silicium (*MAPTMS*) est mélangé avec de l'eau déminéralisée de telle sorte qu'un taux d'hydrolyse de 0,75 est atteint [63, 64]. Le groupement hydrolysable du *MAPTMS* réagit avec l'eau pour former un groupement de type silanol. Par contre, le groupement à liaison double $C=C$ polymérisable, sous insolation ultraviolet, ne subit ici aucune transformation. La réaction se produit en *PH* acide (3-4), avec l'ajout d'une solution d'*HCL* de concentration $0,01\text{mol.L}^{-1}$. Cette catalyse faiblement acide favorise l'étape d'hydrolyse par rapport à la réaction de condensation et conduit à la formation d'un sol polymérique. La solution est laissée sous agitation pendant une heure pour atteindre une consommation maximale d'eau avant de pouvoir introduire la deuxième alkoxyde métallique.

Etape 2: Complexation de l'alkoxyde métallique (Zr, Ti)

Les alkoxydes métalliques de titane ou de zirconium sont très sensibles à l'eau. Alors, leur insertion dans le sol doit s'effectuer après une étape préalable de protection des atomes de zirconium ou titane. La protection se fait par complexation de ces atomes à l'aide d'un chélatant tels que l'acide méthacrylique (*MAA*) et l'éthyle acetylacétone (*MAEA*). L'introduction du chélatant se fait goutte à goutte et sous agitation [12, 65]. Ensuite, l'alkoxyde complexé est introduit sous forte agitation et goutte à goutte dans le *MAPTMS* à l'aide d'une micropipette, tout en prenant la précaution de vérifier la non précipitation au cours de cette étape. Le mélange est laissé sous agitation pendant 1h [7, 12].

Etape 3: Hydrolyse

L'hydrolyse du précurseur correspond à la réaction d'activation. Après le mélange des deux précurseurs, l'eau déminéralisée est ajoutée pour atteindre les conditions stœchiométriques de la réaction d'hydrolyse complète des constituants. Par ailleurs, il faut noter que Le précurseur est le réactif central de la formulation et c'est également celui qui dicte le coût du produit réalisé [7, 12, 65].

Etape 4: Polycondensation

La polycondensation est l'étape au cours de laquelle se construit le réseau minéral ($-M-O-M-$) où *M* est un atome métallique [7, 12].

Etape 5: Insertion du photoinitiateur

Dans cette étape, le (*2,2-diméthoxy-1,2-diphényléthan-2-one*) est ajouté. C'est un photo-amorceur qui a pour rôle de déclencher la polymérisation de la matrice sous rayonnement ultra-violet : la conversion des doubles liaisons ($C=C$) en simple liaison ($-C-C-$). Dès l'insertion de ce réactif dans le sol, le récipient contenant le sol est protégé des

radiations lumineuses. Pour l'obtention d'une vitesse de réaction appropriée, on ajoute à la formulation un catalyseur ou, au contraire, un inhibiteur de réaction.

Après la synthèse, le sol est filtré par un filtre de $(0,2\mu m)$ pour assurer une meilleure qualité optique de la solution [7, 12].

II.2.3. Dopage par les nanoparticules magnétiques

Les nanoparticules magnétiques sont des particules constituées d'un matériau magnétique avec une taille nanométrique $(3-30nm)$. Différents matériaux ont déjà été synthétisés sous cette forme : ferrite de Manganèse ($MnFe_2O_4$), Magnétite (Fe_3O_4), Maghémite (Fe_2O_3), ferrite de Cobalt ($CoFe_2O_4$) [66]. Ces nanoparticules magnétiques peuvent être dispersées dans différents milieux : liquide, gel et solide [7]. Lorsque les particules sont stabilisées dans un liquide porteur, la solution ainsi formée est appelée ferrofluide ou liquide magnétique.

II.2.3.1. Propriétés du ferrofluide

En l'absence du champ magnétique, les ferrofluides sont isotropes, mais quand un champ magnétique non nul est appliqué, ces derniers acquièrent une anisotropie optique. Deux cas peuvent se présenter :

- L'anisotropie est linéaire pour la configuration où la direction du champ magnétique appliqué est perpendiculaire au faisceau lumineux. Les états spécifiques de la polarisation sont linéaires et parallèles ou orthogonaux à la direction du champ. La différence d'indice entre ces polarisations est connue.
- L'anisotropie est circulaire en configuration longitudinale de Faraday (la direction du champ magnétique appliqué est parallèle au faisceau lumineux). Les états spécifiques de polarisation sont circulaires et le ferrofluide se comporte comme un rotateur de Faraday.

L'importance de ces effets dépend de beaucoup de paramètres : type de ferrofluides, taille nanométrique des particules, fraction de volume des particules, champ magnétique appliqué, longueur d'onde de la lumière, etc....

Pour des applications industrielles, les ferrofluides présentent des effets intéressants mais leur état liquide rend leur utilisation difficile pour les composants manufacturés. Ainsi une autre approche a été abordée en considérant des échantillons sol-gel dopés par des particules magnétiques qui sont les ferrofluides [8].

La stabilité et la fabrication du ferrofluide jouent un rôle primordial dans la bonne dispersion des nanoparticules dans le sol, lors de l'étape du dopage. Dans ce cadre, nous

présenterons, les nanoparticules magnétiques et leur dispersion dans un liquide porteur pour former un liquide magnétique.

II.2.3.2. Choix des nanoparticules

a. Matrice de silice monolithique dopée par des nanoparticules

Ce genre de structure est obtenu en utilisant le processus sol-gel. Avant la gélification, le ferrofluide qui est du maghémite $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ est ajouté dans la solution menant à une collection uniforme de particules emprisonnées dans la matrice de silice. L'étude de la biréfringence et la rotation linéaire de Faraday pour ces composants a mené à différentes conclusions :

- En l'absence du champ magnétique [67], il n'y a aucune biréfringence linéaire dans l'échantillon synthétisé. Les nanoparticules sont aléatoirement orientées et ne peuvent se déplacer dans la matrice de silice : le milieu est isotrope. Cependant, sous l'influence d'un champ magnétique, les échantillons synthétisés présentent une anisotropie permanente qui a une valeur très proche de celle du ferrofluide. L'axe optique des particules est orienté dans une direction préférentielle et le milieu est optiquement uniaxial. Après la gélification, les particules sont verrouillées et n'importe quel champ magnétique peut changer la biréfringence.
- Pendant la gélification, aucune anisotropie circulaire permanente n'est observée, soit que le champ magnétique est appliqué ou pas [67].

A partir de ces deux propriétés, une méthode pour l'ajustement de l'accord de phase des modes fondamentaux $TE\text{-}TM$ dans les guides d'ondes plan magnéto optiques peut être développée.

b. Dopage du sol à l'aide des nanoparticules magnétiques

Le dopage par des nanoparticules magnétiques se fait par l'intermédiaire d'un ferrofluide qui est introduit directement dans le sol après la phase de synthèse.

Cette étape consiste à ajouter soigneusement (goutte à goutte) le ferrofluide, à l'aide d'une micropipette. Chaque ajout de goutte est suivi d'une ou deux minutes d'agitation par vibration, pour assurer sa bonne dispersion. Dès la première goutte, on peut constater la compatibilité du ferrofluide et le sol : s'ils sont compatibles, on a une bonne dispersion du ferrofluide dans le sol. A la fin, on procède de nouveau à une agitation par vibration durant quelques minutes suivie d'un filtrage à $0,2\mu\text{m}$ pour respecter les conditions de réalisation des couches ayant une bonne qualité optique (sol dopé sans agrégats et pas de précipitation) [12].

II.2.4. Avantages et inconvénients

La voie sol-gel présente certains désavantages [68], tels que les nombreux critères chimiques à contrôler (notamment les quantités relatives alkoxydes/eau/solvant) gouvernant la structure finale du matériau, ainsi que l'utilisation de composés coûteux limitant ainsi beaucoup d'applications. Mais l'amélioration des connaissances et de la maîtrise technologique devrait permettre, à terme, de franchir ces obstacles dans de nombreux domaines industriels.

Parmi les principaux avantages du procédé sol-gel, nous pouvons citer :

- le travail à basse température par rapport aux techniques utilisées actuellement pour la synthèse de verres (fusion ou procédé en phase vapeur, pour la silice : $1400-1800^{\circ}\text{C}$,
- la pureté du matériau obtenu, grâce à la pureté des précurseurs et à l'élimination des résidus organiques,
- les nombreuses textures réalisables (poudres, fibres, monolithes et couches minces),
- la possibilité de dopage, c'est-à-dire l'insertion d'éléments actifs, relativement simple en phase sol,
- la porosité du matériau obtenu, qui permet un dopage en phase gel.

Grâce à ces nombreux avantages, le procédé sol-gel est une méthode très compétitive pour l'élaboration de matériaux à base d'oxydes. Il compte de nombreuses applications (revêtements anti-reflets, guides d'onde, matériaux transparents conducteurs,...), notamment en tant que matrice hôte, en particulier, pour l'optique [68].

II.3. TECHNIQUES DE DEPOT DES COUCHES MINCES PAR VOIE SOL-GEL

La voie sol-gel permet l'élaboration de couches possédant une épaisseur comprise entre quelques (nm) et quelques (μm). Plusieurs techniques ont été développées pour le dépôt de couches minces sur un substrat donné. Le choix de la technique dépend des caractéristiques du substrat telles que sa géométrie ou sa taille ainsi que les propriétés géométriques que nous voulons donner à la couche telles que l'épaisseur. Nous allons passer en revue les plus couramment utilisées [12].

II.3.1. Centrifugation (*Spin-coating*)

La technique (*spin-coating*) consiste à réaliser une couche mince, à partir d'une solution déposée en excès sur un substrat [69]. La préparation d'une couche passe alors par quatre phases essentielles, qui sont schématisées sur la figure II.4 :

- le dépôt de la solution sur le substrat ;

- l'accélération : c'est le début de la rotation, cette étape provoque l'écoulement du liquide vers l'extérieur du substrat ;
- la rotation à une vitesse uniforme : cette phase permet l'éjection de l'excès de sol sous forme de gouttelettes et la diminution de l'épaisseur du film de façon uniforme ;
- l'évaporation : durant cette étape, le substrat tourne toujours à une vitesse constante et l'évaporation des solvants les plus volatils est dominante, ce qui diminue l'épaisseur du film déposé.

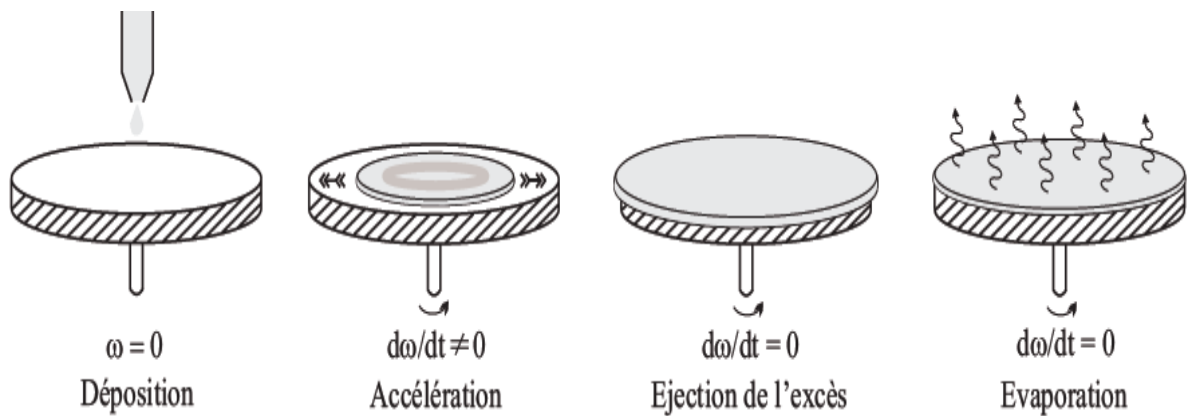


Figure II.4 : Dépôt de couches minces par centrifugation ou *spin-coating*. ω est la vitesse de la rotation du substrat [69].

Cette technique a l'avantage d'être facilement mise en œuvre. Elle permet également la réalisation des couches d'excellente qualité sur des substrats plans de dimensions de l'ordre de *quelques cm²*. L'épaisseur déposée dépend de différents paramètres comme le montre la relation empirique II.1 [70].

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

Avec : - **A** une constante sans unité,

- η viscosité de la solution en ($\text{Kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$),
- ω vitesse de rotation du substrat en (rad.s^{-1}),
- ρ densité du sol en (Kg.m^{-3}),
- e 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.3.2 Trempage-tirage (*Dip-coating*)

a. Principe

C'est la technique employée durant ce travail de thèse. En plus, de la facilité à la mettre en œuvre, elle a la particularité de permettre des dépôts en couches sous un champ magnétique, ce qui permet d'orienter les nanoparticules magnétiques au sein de la matrice ainsi formée.

Son principe est illustré sur la figure II.5, il consiste à immerger le substrat dans le sol et à le retirer dans des conditions très contrôlées et stables pour obtenir un film d'épaisseur régulière.

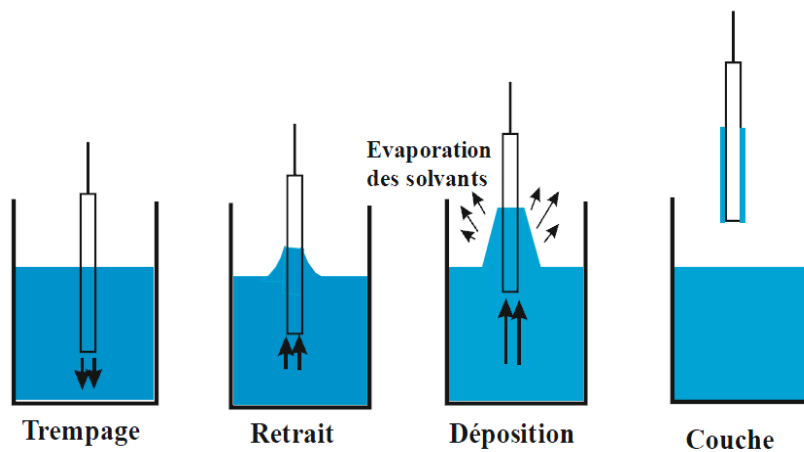


Figure II.5 : Différentes étapes de la technique de trempage-tirage (*dip-coating*) [7].

En effet, lors du retrait, le liquide s'écoule sur le substrat. A la fin de l'écoulement, le substrat sera recouvert d'un film uniforme [71, 72].

La figure II.6 montre tous les phénomènes physico-chimiques qui se produisent simultanément lors de la remontée. Il s'agit de changements structuraux du film déposé par le drainage de la solution, l'évaporation des solvants, la condensation et les forces capillaires. L'évaporation des solvants provoque un rapprochement des monomères facilitant ainsi la polycondensation et le passage à l'état gel. La phase de gélification est beaucoup plus rapide que dans le cas de la formation de gels massifs : on exprime les temps en secondes plutôt qu'en jours ou même en mois.

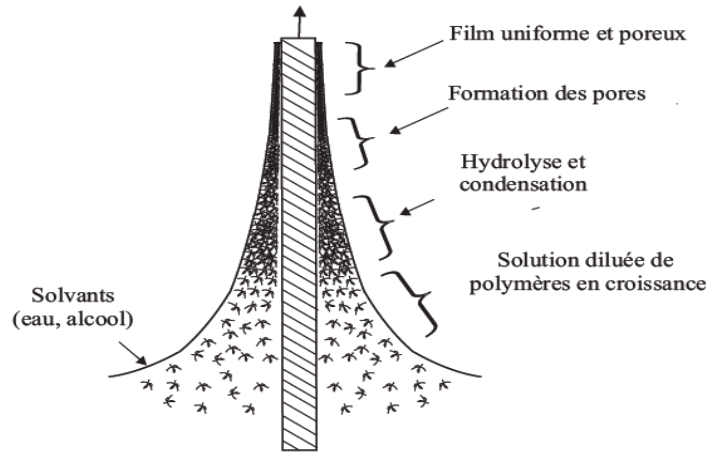


Figure II.6 : Schéma de formation de la couche lors du retrait du substrat. Tous les processus physico-chimiques présentés se déroulent simultanément [69, 71].

b. Dépôt

Pour effectuer le dépôt, nous plaçons l'échantillon au-dessus du bécher en téflon rempli du sol. Contrairement à la figure II.5, nous fixons soigneusement le substrat sur une pince, et c'est le bécher qui est mobile. Le potentiomètre pilotant le moteur nous permet d'ajuster la vitesse de tirage de $1\text{cm}/\text{min}$ à $8.2\text{cm}/\text{min}$. Une fois le substrat immergé, nous la laissons *30 secondes* à l'arrêt afin de stabiliser la surface du sol. Cette précaution évite la formation de stries lors du tirage engendrées par le liquide en mouvement. Après cette attente, la remontée peut être amorcée et la gélification aura lieu.

Afin d'éviter la contamination des couches par les poussières extérieures, l'ensemble de toutes ces opérations est effectué sous une cloche en plexiglas.

c. Épaisseur

Pour étudier les paramètres influençant l'épaisseur des couches, différents travaux ont été effectués dont deux d'entre eux ont retenu notre attention. Tout d'abord, d'après une première étude [71], l'épaisseur est conditionnée par les paramètres suivants : la viscosité du sol, la pression, la force de tirage, la force de gravitation, la résultante des forces de tension superficielle et le gradient de tension de surface. Ainsi, il est possible de s'affranchir sous des conditions données de l'influence de certains paramètres.

Lorsque la viscosité du liquide et la vitesse de retrait du substrat sont assez élevées pour abaisser le rayon de courbure du ménisque, l'épaisseur du film déposé, notée h , est donnée par la relation suivante [7] :

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

Avec : - C une constante, égale à 0,8 pour un liquide considéré comme newtonien,
 - η viscosité du sol en $(Kg.m^{-1}.s^{-1})$,
 - U vitesse de tirage en $(m.s^{-1})$,
 - ρ densité de la solution en $(Kg.m^{-3})$,
 - g constante de gravité en $(N.Kg^{-1})$.

Dans le cas contraire où la viscosité et la vitesse de tirage du substrat ne permettent pas de s'affranchir du rayon de courbure de ménisque (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}). L'épaisseur est alors donnée par la relation de *Landau et Levich* [64] :

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

Ces deux relations montrent que nous pouvons ajuster l'épaisseur du film déposé en modifiant la vitesse de tirage du substrat. L'ajustement de cette dernière peut être couplé à une dilution de la solution, pour diminuer la viscosité et ainsi abaisser la quantité de matière emportée par le liquide.

d. Dépôt sous un champ magnétique

Dans le cas de couches minces dopées, et pour se donner la possibilité d'orienter les nanoparticules au sein de la matrice SiO_2/ZrO_2 , le dispositif (*dip-coating*), détaillé ci-dessus, est couplé avec un électro-aimant. Il est illustré en figure II.7.

Pour orienter les nanoparticules dans la matrice SiO_2/ZrO_2 et, éventuellement, créer une anisotropie permanente, la finalisation du sol doit se faire sous un champ magnétique. Or, dans notre cas de couche mince sol-gel hybride, celle-ci a lieu lors du tirage de la couche et du traitement sous lumière ultra-violet. Pour cela, une machine de tirage spécifique, est utilisée afin de placer le bûcher contenant le sol au centre de l'entrefer d'un électro-aimant. Le dispositif est conçu de façon à ce que la couche déposée reste entièrement sous l'influence du champ. L'amplitude du champ appliqué peut atteindre $7000Oe$ ($0,7T$). Deux types d'orientation du champ peuvent être obtenus : soit parallèle au plan du substrat, soit perpendiculaire. Une fois la couche déposée, celle-ci reste pendant la durée du traitement UV sous l'influence du champ. Cette dernière étape de l'élaboration des couches correspond au traitement appliqué.

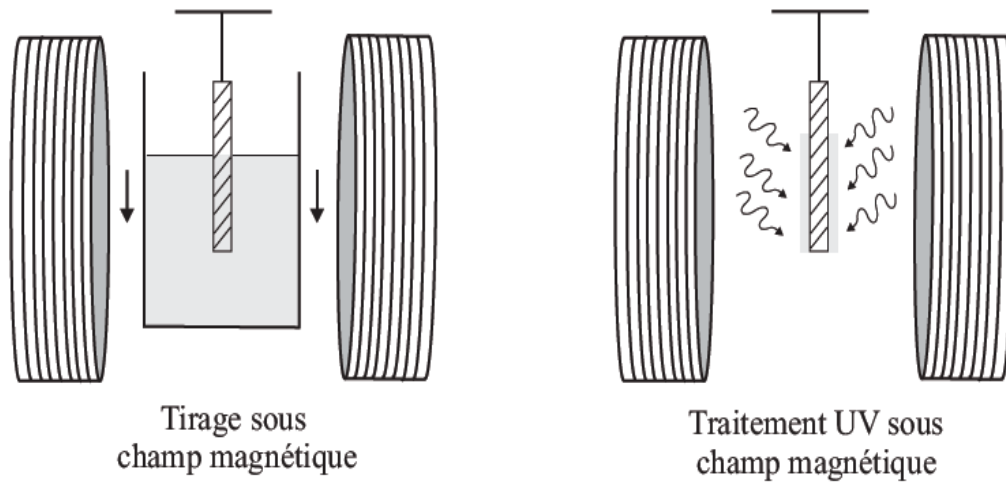


Figure II.7 : Dispositif de dépôt et de traitement sous champ un magnétique [12].

II.4. TRAITEMENT DES COUCHES MINCES

II.4.1 Traitement thermique

Le recuit des couches minces a pour rôle d'éliminer par évaporation les solvants piégés dans le film. Il favorise également la densification de la couche par concentration de la structure et l'homogénéité de l'état de surface. Pour cela, nous disposons d'une étuve qui nous permet de recuire l'échantillon à une température relativement basse variant de 20 à 120°C , pendant une durée de 0 à 2 heures. Par ailleurs, il est à signaler qu'une étude sur l'influence de la température et du temps du recuit sur les paramètres opto-géométriques et la biréfringence modale a été effectuée par F. Chouikani [12]. Suite au traitement thermique, et étant donné que les précurseurs utilisés sont photopolymérisables, un traitement sous irradiation ultraviolet est utilisé.

II.4.2. Traitement UV

Les précurseurs photopolymérisables sont utilisés pour la préparation du sol. Alors, l'insolation UV des couches minces permet la formation du réseau organique $-C-C-$ qui apporte de la souplesse à l'ensemble de la matrice sol-gel, ce qui a pour effet de diminuer les contraintes intrinsèques de la matrice.

II.5. UTILISATION D'UNE COUCHE MINCE COMME GUIDE D'ONDE

Afin d'utiliser une couche mince comme un guide d'onde planaire, il est important de connaître ces caractéristiques tels que; l'indice de réfraction, l'épaisseur de la couche, l'atténuation et la qualité de la couche. Cette dernière sera validée par le fait de pouvoir guider de la lumière par des mesures d'homogénéité.

II.5.1. Indice de réfraction

La spectroscopie *M-lignes* est une technique utilisée pour mesurer l'indice et l'épaisseur de la couche mince. Afin d'avoir une bonne résolution dans son calcul à partir de la mesure des indices effectifs, il est nécessaire de multiplier le nombre de modes. Le Pyrex est donc mieux adapté pour cette étude que le verre. De plus, le Pyrex supporte des températures supérieures à celles du verre : 600°C contre $300^{\circ}\text{C} - 350^{\circ}\text{C}$.

II.5.2. Qualité optique

Deux critères nous apparaissent importants pour vérifier la qualité des couches : l'absence de craquelures et défauts pouvant nuire au guidage de faisceau lumineux et l'uniformité des valeurs d'indice et d'épaisseur sur la surface. L'étude de l'homogénéité est menée par des mesures de lignes noires, en multipliant les points de test sur un même échantillon.

La vérification de l'absence de défauts qui peuvent nuire au processus de guidage, est simplement faite par visualisation du trait de guidage dans une couche mince. Il en résulte que le guidage peut se faire sur une distance importante (de l'ordre de 2cm , [12]) sans être interrompu par un quelconque défaut. Il semble que seule l'atténuation soit responsable de son déclin. Ceci valide la qualité optique des échantillons et justifie leur utilisation comme guide de lumière.

II.5.3. Atténuation

Le trait de guidage visualisé, montre que l'atténuation n'est pas nulle dans ce matériau. La mesure des coefficients d'atténuation utilise la technique d'analyse de surface du trait de guidage et atténuation de la lumière diffusée.

Le coefficient d'atténuation augmente en fonction du taux de dopage et diminue en fonction du numéro de mode. Cette atténuation est ainsi principalement due à l'absorption du faisceau par les nanoparticules : plus la concentration est importante, plus l'absorption est forte.

En ce qui concerne l'influence du numéro de mode, l'élément important est le confinement du champ électromagnétique au sein de la couche : plus le numéro est important, plus la part du champ contenue dans le substrat et l'air, est importante. L'absorption que ceux-ci présentent étant quasi-nulle, L'atténuation du mode est plus faible [12].

CONCLUSION

L'objectif principal de ce travail est l'exploration des potentialités de matrices sol-gel dopées par des nanoparticules pour la mise au point de guides magnéto-optiques. Dans ce sens, ce chapitre est consacré à la procédure d'élaboration des matériaux magnéto-optiques. Dans un premier temps, nous avons passé en revue les techniques de dépôt les plus courantes et les différents traitements appliqués. Ensuite, nous avons décrit les étapes de la réalisation des couches composite élaborées par la voie *sol-gel* et dopées avec des nanoparticules magnétiques. En effet, les nanoparticules donnent au guide un caractère magnéto-optique, ce guide acquiert une anisotropie optique réversible sous l'influence d'un champ magnétique. Cette propriété est intéressante pour réaliser un guide d'onde magnéto-optique avec un désaccord de phase ou une biréfringence de modes fortement minimisé.

CHAPITRE III

*Etude paramétrique de la
biréfringence des guides d'ondes
rectangulaires*

INTRODUCTION

Ce chapitre présente l'étude de la biréfringence dans les guides d'onde optiques SiO_2/ZrO_2 , dopés par des nanoparticules de ferrite de Cobalt sur un Substrat de pyrex d'indice ($n_s=1.47$). Nous agissons pour cela sur leurs dimensions «aspect géométrique» tels que la hauteur (l'épaisseur h) et la largeur w ainsi l'indice de réfraction «aspect physique» du film guidant pour la réalisation de la biréfringence. L'objectif de cette étude est de définir le dimensionnement et les indices d'un guide d'onde optique rectangulaire pour trouver que la biréfringence tend vers où égale à zéro.

Nous avons simulé les résultats trouvés de l'étude de la biréfringence dans ces guides d'ondes, par le logiciel *FIMMWAVE* ; c'est un code de calcul de la société britannique Photon Design, précis, rapide et facile à utiliser. D'où il est important de présenter tout d'abord cet outil.

III.1. PRÉSENTATION DU LOGICIEL DE SIMULATION FIMMWAVE

Le guide d'onde est défini suivant un procédé proche de celui de la gravure industrielle. D'abord le substrat est décrit par une superposition de couches horizontales pour lesquelles l'épaisseur, l'indice de réfraction qui varie avec la longueur d'onde, les pertes intrinsèques au matériau, la température, etc. sont demandées ou configurées par défaut. Ensuite le guide est défini en tranches verticales qui sont en fait des zones de gravure des profondeurs différentes (figure III.1). Quand le guide est réalisé, il reste un paramètre physique à donner qui est la longueur d'onde de fonctionnement, utilisée pour la simulation.

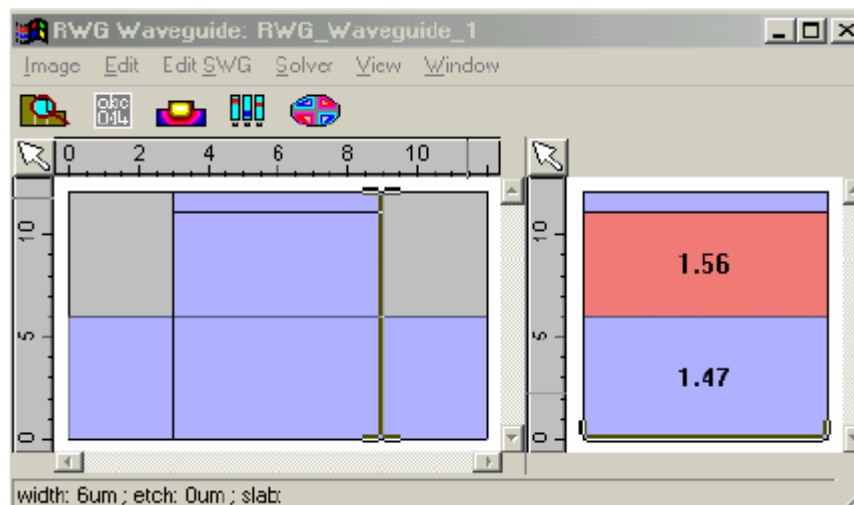



Figure III.1 : Guide *rib* avec différentes tranches gravées.

Le logiciel de simulation permet de visualiser l'intensité lumineuse, ainsi que toutes les composantes des champs électromagnétiques. Les représentations des valeurs numériques associées à ces différentes grandeurs physiques peuvent être interprétées grâce à des coupes transversales à deux dimensions sous forme de courbes de niveau en intensité ou à trois dimensions.

- **Simulation pour obtenir les résultats**

- Pour envoyer l'onde EM, il faut choisir l'icône  dont le but est de trouver tous les modes de la structure. Nous obtenons la fenêtre III.2 et dans laquelle il faut choisir dans l'ordre les icônes suivants : Choisir, puis Sélectionner

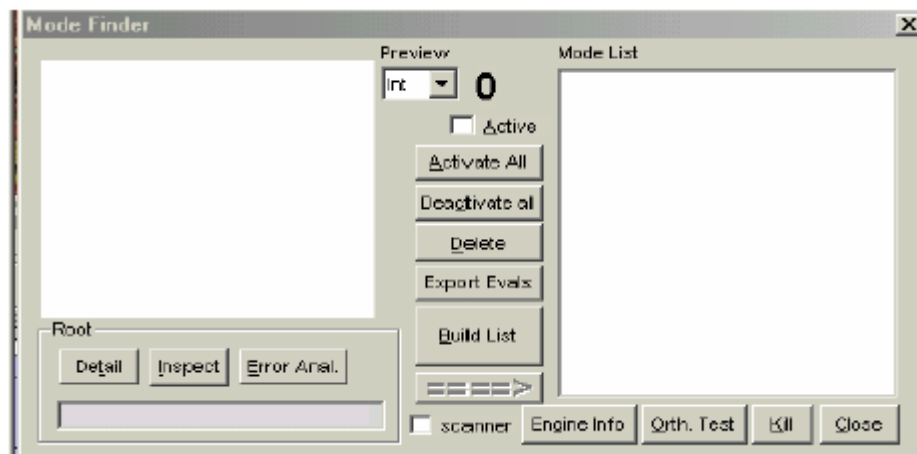


Figure III.2 : Fenêtre permettant de détecter les modes de propagation.

Cette opération nous donne tous les modes qui se propagent dans la structure comme le montre la figure III.3.

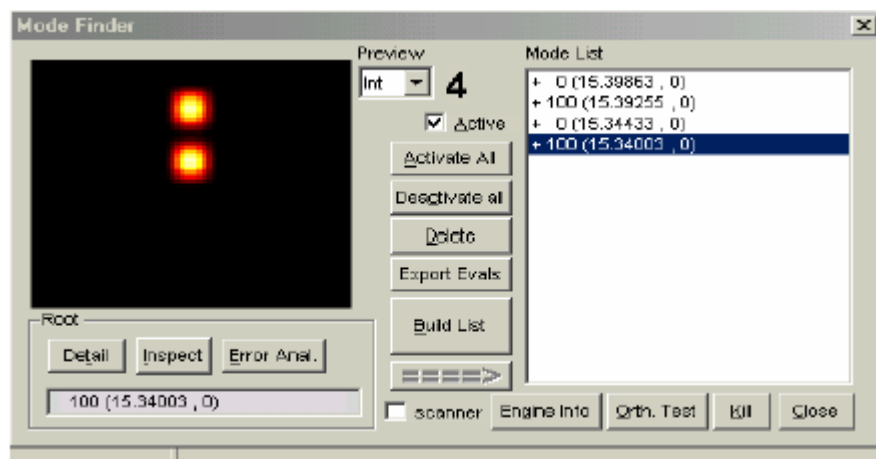


Figure III.3 : Calcul des modes.

A partir de cette interface, nous pouvons voir le confinement des modes :
 Nous sélectionnons un mode parmi ceux qui apparaissent dans la fenêtre représentée sur la figure III.4 et nous obtenons l'interface correspondante.

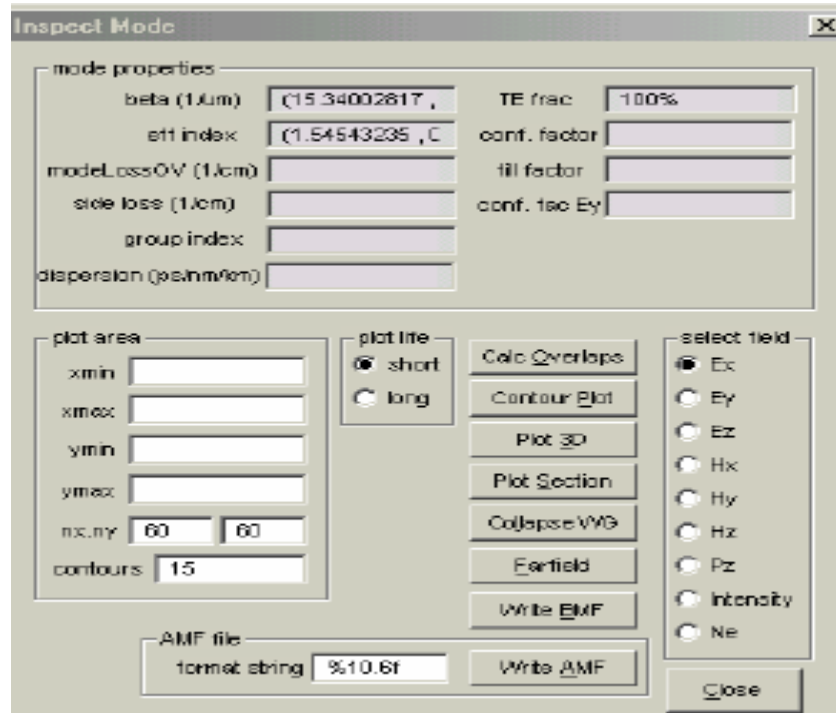


Figure III.4 : Consultation du mode.

Dans cette fenêtre, nous sélectionnons une composante de l'onde et en appuyant sur **contour plot**, et nous obtenons la figure III.5.

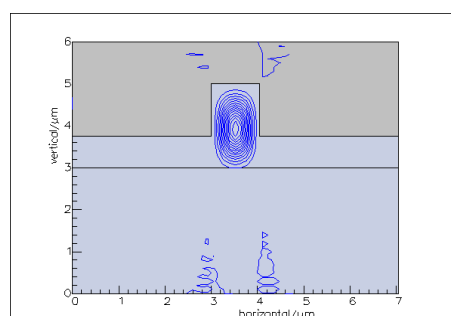


Figure III.5 : Intensité de champs.

a) Modes guidés

Les composantes du champ électrique E ou magnétique H d'une onde, se décomposent selon les trois directions de l'espace. Pour un mode guidant, ces composantes des champs E et H doivent être localisées dans le guide ou aux abords immédiats de celui-ci [2].

La composante principale d'un champ est la composante de plus forte intensité sur une direction, les deux autres composantes sur les autres directions sont beaucoup plus faibles, d'un facteur au moins égal à dix (figure III.6).

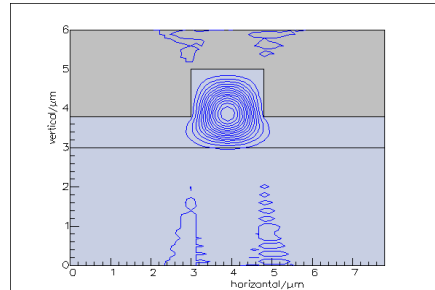


Figure III.6 : Première composante principale d'un mode guidant.

Les composantes des champs E et H étant assez confinées, les pertes sont faibles sur de courtes distances (quelques centimètres).

b) Modes non guidés:

Pour un mode non guidant, les composantes des champs E et H ne sont pas localisées dans le guide ou aux abords immédiats de celui-ci, les champs électromagnétiques passent dans le substrat de la zone de confinement latérale [2].

Les pertes se font soit sur toutes les composantes des champs, soit uniquement sur les composantes secondaires du mode. Il y a alors une dispersion latérale très importante comme si il n'y avait pas de confinement latéral, ce qui est illustré sur la figure III.7.

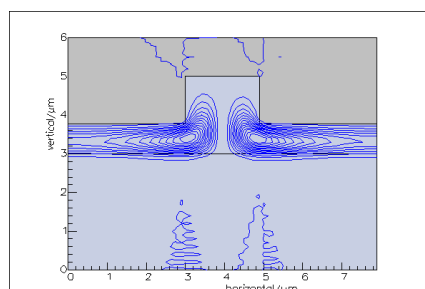


Figure III.7 : Première composante non principale d'un mode non guidant.

III.2. ETUDE DE LA BIREFRINGENCE

Dans ce travail, il est à rappeler que notre but est de minimiser la valeur de la biréfringence de mode (modale) dans les guides d'ondes magnéto-optiques.

Pour faire une étude dirigée sur la biréfringence de mode $\Delta N = N_{TE} - N_{TM}$, en vue de la diminuer, il est nécessaire de connaître les différentes origines contribuant à son existence. Nous savons tout d'abord, qu'un guide isotrope asymétrique présente une différence d'indice effectif $N_{TE} - N_{TM}$, due à la dissymétrie créée par la présence de l'air d'un côté de la couche et du substrat de l'autre; nous parlons de biréfringence géométrique notée $\Delta N_{géo}$. Ensuite, si le guide présente une anisotropie, un autre terme se rajoute à la biréfringence géométrique, c'est la biréfringence intrinsèque Δn_i . Généralement ΔN s'écrit :

$$\Delta N = \Delta n_{géo} + \Delta n_i \quad (III.1)$$

Dans notre cas, l'origine de cette biréfringence intrinsèque Δn_i se trouve dans les contraintes de la matrice sol-gel dont la biréfringence est Δn_c . Il est nécessaire d'abaisser au maximum le niveau de contraintes dans les couches minces pour réduire la biréfringence intrinsèque en vue de maximiser le taux de conversion de mode. La représentation des différentes composantes de cette biréfringence est reportée sur la figure III.8. Si nous appliquons un champ magnétique de gélification, un autre terme se rajoute à la biréfringence géométrique Δn_{\perp}

La figure III.8 donne une visualisation graphique de cette décomposition. Il apparaît clairement sur cette représentation que pour assurer la conversion de modes, il faut avoir une valeur très faible de Δn_c . La condition d'accord de phase entre les modes TE et TM est essentielle dans les guides d'ondes magnéto-optiques. Cette différence entre les constantes de propagation des modes TE et TM ($\Delta\beta$), constitue un inconvénient majeur pour la réalisation de la conversion de mode $TE-TM$.

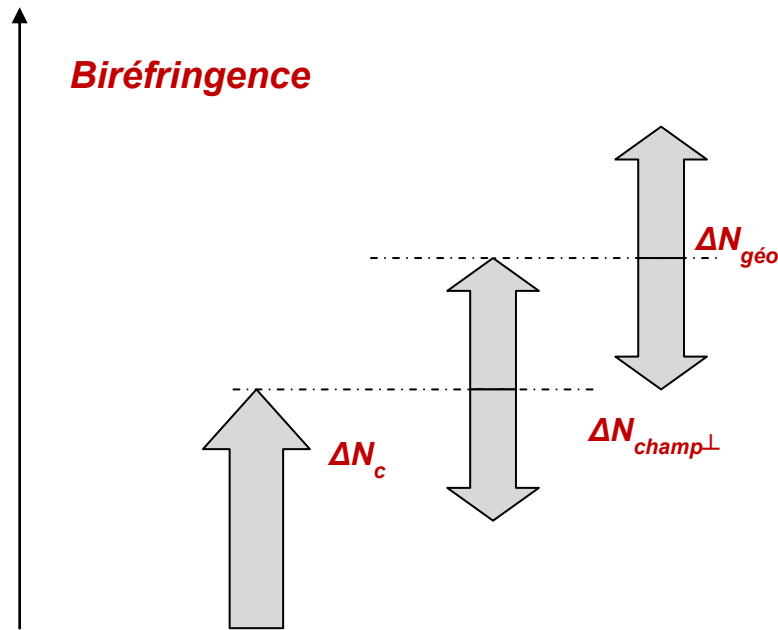


Figure III.8 : Décomposition des différentes origines de la biréfringence de mode [2].

L'effet magnéto-optique est basé sur la conversion de polarisation non réciproque observée sur un faisceau lumineux dans un milieu magnéto-optique soumis à un champ magnétique longitudinal. Nous pouvons l'observer par la conversion de mode $TE-TM$. Le taux maximum de conversion de mode est exprimé par : [19]

$$R = (\theta_F)^2 / [(\theta_F)^2 + (\Delta\beta/2)^2] \quad (\text{III.2})$$

Où : θ_F ($^\circ/cm$) est la rotation de Faraday,

$\Delta\beta$ ($^\circ/cm$) est l'accord de phase entre les deux modes TE et TM :

$$\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM} = 2\pi \cdot \Delta N_m / \lambda \quad (\text{III.3})$$

Où : ΔN_m est la biréfringence modale (la différence entre les indices effectifs des modes TE et TM respectivement pour le $m^{\text{ième}}$ mode),

λ est la longueur d'onde.

Pour obtenir une bonne efficacité de conversion, il faut minimiser la biréfringence modale.

III.2.1. Représentation de la structure étudiée

La configuration la plus simple d'un guide d'onde optique rectangulaire est un empilement de trois couches de matériaux d'indices de réfraction différents (figure III.9). Notre guide est constitué d'un substrat en Pyrex d'indice de réfraction $n_s = 1.47$, une couche intermédiaire en SiO_2/TiO_2 d'indice variant de $n_f = 1.52$ à $n_f = 1.58$ correspondant au film guidant, et une couche supérieure de couverture (l'air) d'indice de réfraction $n_c = 1$.

Le guide d'onde rectangulaire représenté sur la figure III.9, est une structure multicouche. La région guidante à confinement d'indice n_f est définie transversalement (selon l'axe x) par l'épaisseur h , et selon l'axe y par la largeur w . L'onde est injectée à une extrémité de la structure, elle est guidée jusqu'à l'autre extrémité (selon l'axe z).

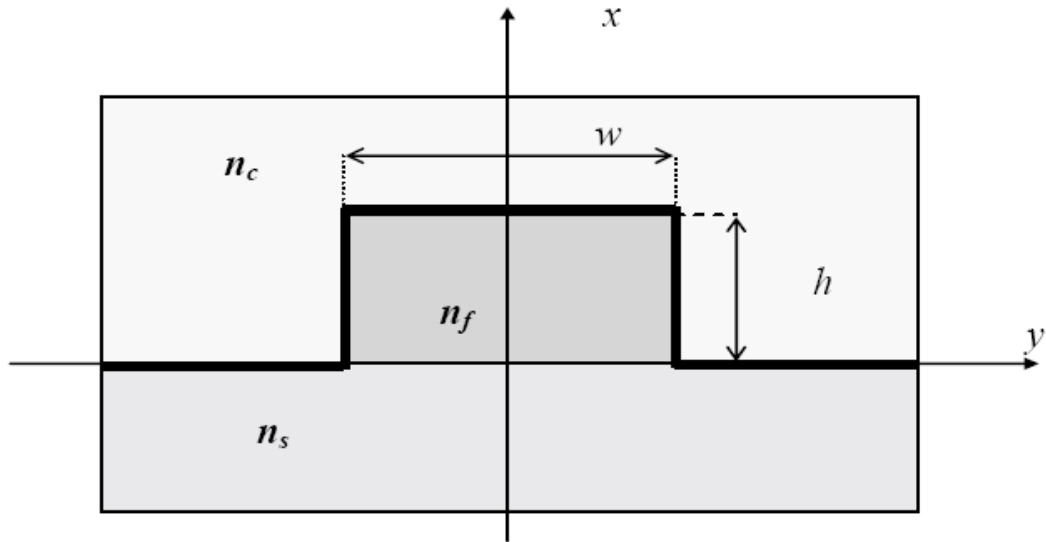


Figure III.9 : Représentation de la structure.

III.2.2. Résultats de la simulation

Les calculs sont effectués tout en fixant la longueur d'onde de télécommunications $\lambda=1.55\mu\text{m}$ et l'épaisseur $h= (3, 4 \text{ et } 5\mu\text{m})$, et une série de simulations précises a été effectuée pour une largeur w variant de $1.2\mu\text{m}$ à $8\mu\text{m}$, avec un pas de calcul de 0.02 selon x et y .

Dans un premier temps, nous fixons l'épaisseur h et nous faisons varier l'indice du film n_f pour différentes valeurs de la largeur w . Pour la simulation il n'est pas utile de mettre le substrat, car comme la couche guidante est épaisse devant le substrat, les pertes par effet tunnel optique sont très faibles et l'onde lumineuse est bien confinée verticalement dans le film.

III.2.2.1. Variation de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur h pour $w=5\mu\text{m}$

Cette simulation est effectuée pour la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$, et une largeur du guide fixe w de valeur $5\mu\text{m}$, en faisant varier la hauteur h de 1.2 à $8\mu\text{m}$ pour les différentes valeurs de l'indice effectif $n_f= (1.52, 1.54, 1.56 \text{ et } 1.58)$, comme l'illustre la figure III.10.

Nous constatons que l'indice effectif des modes TE et TM augmente avec l'épaisseur h , et en définitive, il devient presque constant (après le point d'intersection).

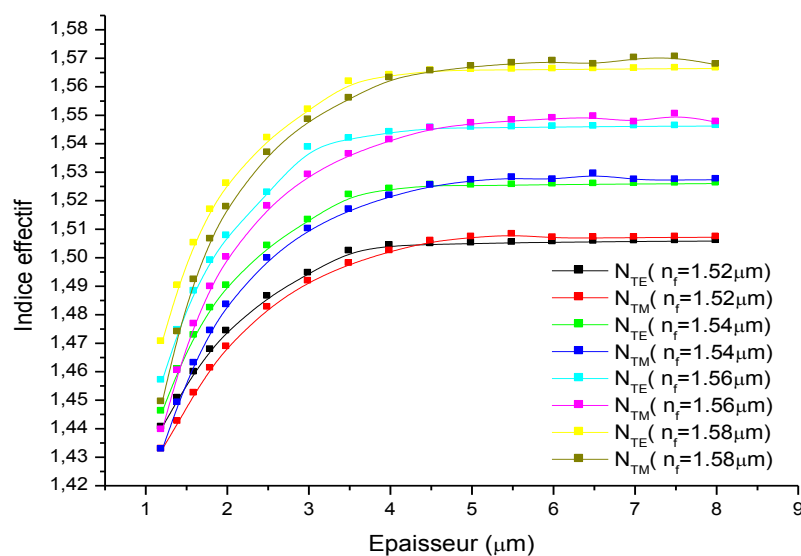


Figure III.10 : Variation de l'indice effectif des modes TE et TM en fonction de l'épaisseur h pour $w=5\mu m$ et $n_f= (1.52, 1.54, 1.56$ et $1.58)$.

Nous remarquons aussi qu'il y a seulement un point unique d'intersection entre les deux modes TE et TM , correspondant à la biréfringence.

Nous constatons également que l'annulation de la biréfringence se produit pour une seule valeur de h (correspondant à $N_{TE} = N_{TM}$ c'est à dire $\Delta N_{eff} = 0$, pour chaque guide).

A partir des points d'intersection où $N_{TE} = N_{TM}$, nous obtenons le tableau III.1.

Tableau III.1 : Variation des paramètres h et N_{eff} en fonction de l'indice n_f pour $w=5\mu m$.

n_f	1.52	1.54	1.56	1.58
h	4.32340	4.53314	4.54203	4.58291
N_{eff}	1.50451	1.52535	1.54550	1.56560

Nous remarquons aussi que la nullité de la biréfringence ou l'accord de phase est réalisée pour des guides d'onde presque carrés.

- Répartition du champ

Nous remarquons, sur la figure III.11, que le meilleur confinement se réalise au niveau des guides d'ondes dont $w > h$, notamment lorsque le guide d'onde est de nature presque carré.

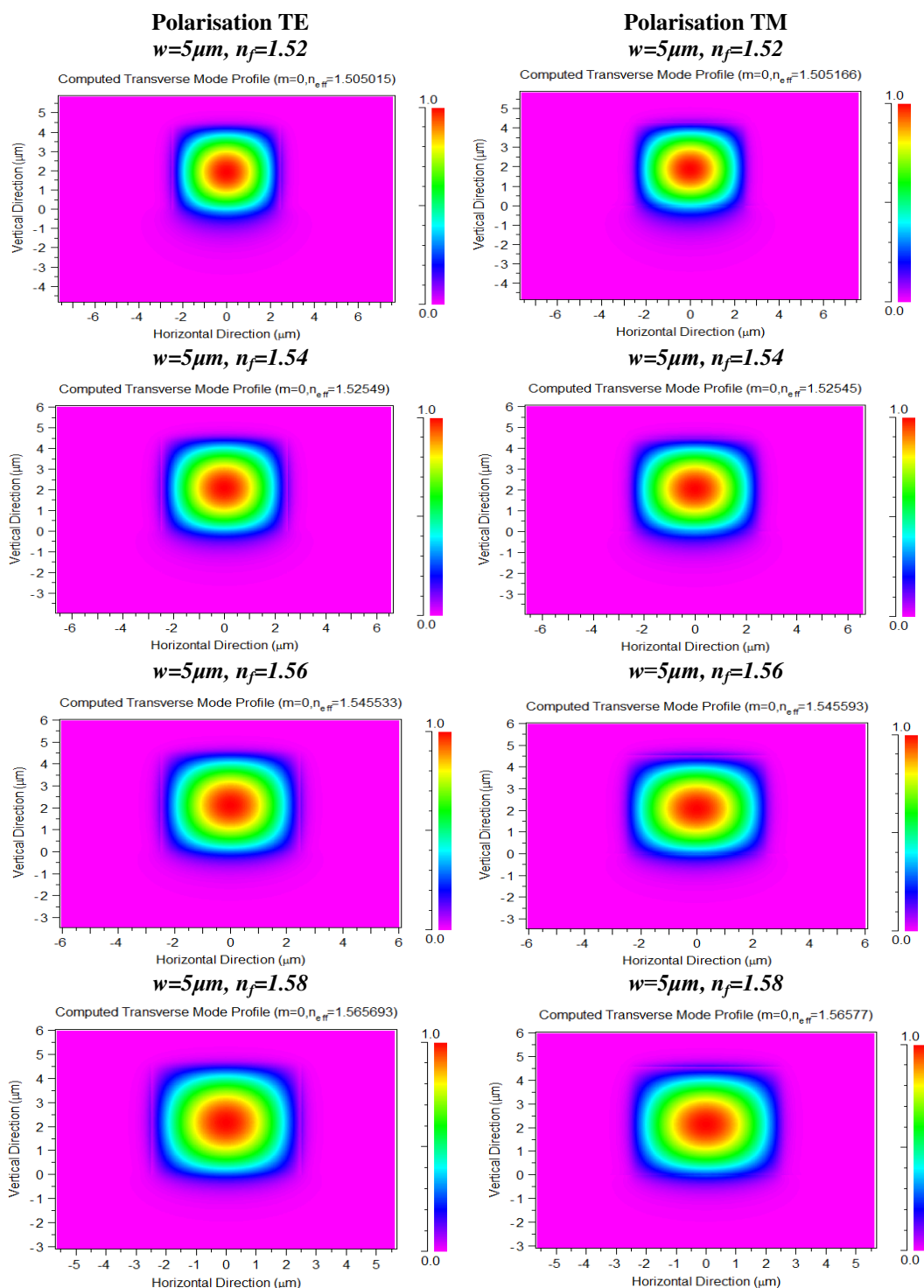


Figure III.11 : Confinement de l'intensité dans le guide pour les polarisations TE et TM pour $w=5\mu\text{m}$ et $n_f=(1.52, 1.54, 1.56 \text{ et } 1.58)$.

III.2.2.2. Variation de l'indice effectif en fonction de la largeur w pour $h=5\mu\text{m}$

Dans un premier temps, la hauteur h est fixée à $5\mu\text{m}$, les calculs sont effectués en faisant varier la largeur w de 1.5 à $8\mu\text{m}$ et une série de simulation est donnée pour la longueur d'onde $\lambda=1.55\mu\text{m}$, et les valeurs de l'indice effectif $n_f = (1.51, 1.53, 1.55 \text{ et } 1.57)$, comme le montre la figure III.12.

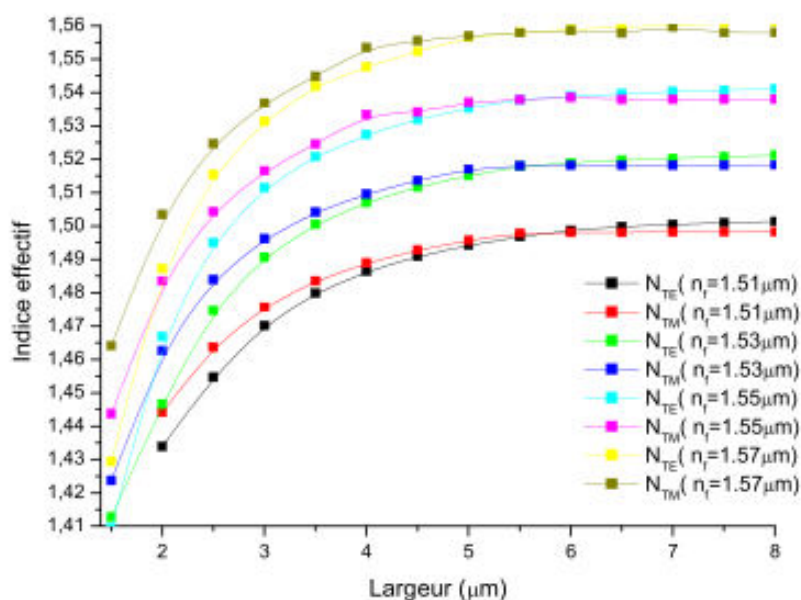


Figure III.12 : Variation de l'indice effectif des modes TE et TM en fonction de la largeur w pour $h=5\mu\text{m}$ et $n_f = (1.51, 1.53, 1.55 \text{ et } 1.57)$.

A partir de cette étude, nous avons relevé les points suivants :

- L'indice effectif des modes TE et TM augmente avec la largeur w , jusqu'à ce qu'il s'approche de la valeur de l'indice du film guidant (n_f variant de 1.51 à 1.57) respectivement.
- Un point unique d'intersection existe entre les deux modes TE et TM , qui correspond à la biréfringence.

Par ailleurs, on constate que l'annulation de la biréfringence se produit pour une seule valeur de w (ce qui correspond à $N_{TE} = N_{TM}$ c'est à dire $\Delta N_{eff} = 0$, pour chaque guide). Ensuite, pour $w < h$: beaucoup de pertes dans le substrat (il n'y a pas de propagation dans le guide pour les deux modes TE et TM). Nous remarquons aussi que dans les points d'intersections où la biréfringence est nulle, le rendement devient maximal et égal à 1.

- Répartition du champ

Comme le montre la figure III.13, nous constatons aussi, que le meilleur confinement se réalise au niveau des guides d'ondes dont $w > h$, notamment lorsque le guide d'onde est de nature presque carré.

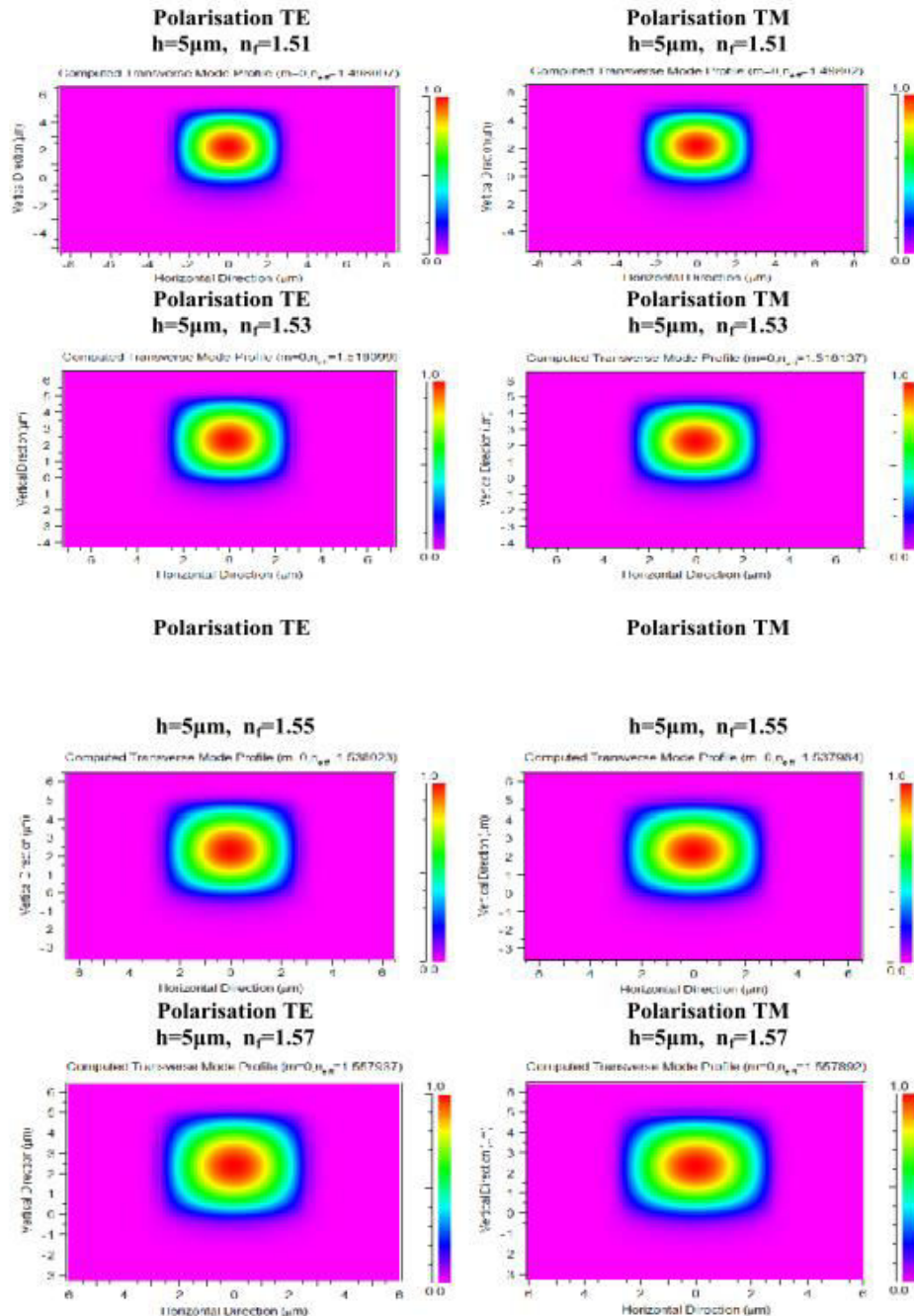


Figure III.13 : Confinement de l'intensité dans le guide pour les polarisations TE et TM pour $h=5\mu\text{m}$ et $n_f = (1.51, 1.53, 1.55 \text{ et } 1.57)$.

III.3. CONDITIONS POUR L'OBTENTION D'UN GUIDE MONO-MODE

III.3.1. Objectif

Pourquoi choisir un guide mono-mode ?

Si le guide est multi-mode, il y a plusieurs groupes de rayons, appelés «modes propres du guide» se propageant avec des vitesses variables dans le guide. Lorsqu'une impulsion lumineuse est injectée dans ce dernier, plusieurs modes propres sont alors excités ; mais puisque les vitesses de propagation de chacun diffèrent, l'impulsion s'allonge au fur et à mesure qu'elle se propage (comme un train dont le wagon de queue irait moins vite que le wagon de tête). Donc au-delà d'une certaine distance, une impulsion en vient à chevaucher l'impulsion précédente, provoquant ainsi une perte d'information. La figure III.14 illustre ce phénomène de chevauchement.

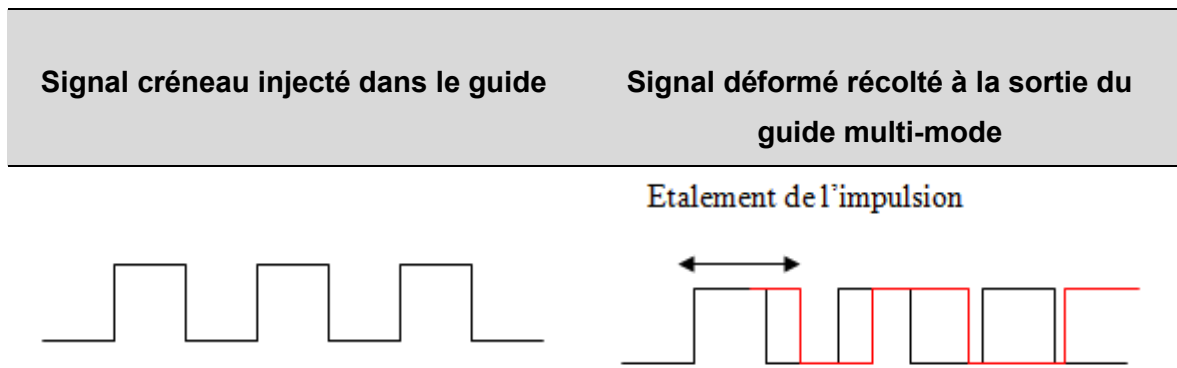


Figure III.14 : Chevauchement de l'impulsion lumineuse à la sortie du guide multi-mode.

Pour corriger ce problème, nous cherchons à réaliser un guide mono-mode, où un seul mode de propagation est excité par l'impulsion lumineuse. Toutefois, pour obtenir la condition de propagation mono-mode, certaines conditions sont à respecter, et la différence d'indice entre les matériaux du film et ceux de couverture et de substrat doit être suffisamment élevée pour préserver toujours les conditions de réflexion totale en cas de légère courbure [74]. A travers cette étude, nous voulons démontrer comment notre guide peut supporter les différents modes. Il est noté que les dimensions géométriques peuvent être obtenues sur la base du guide monomode.

III.3.2. Étude de la géométrie

– Première approche

Dans un premier temps les calculs sont effectués, en faisant varier l'épaisseur h de la couche guidante tout en fixant la largeur w . Nous constatons, sur la figure III.15 que lorsqu'on augmente l'épaisseur du film h , la structure supporte de plus en plus des modes guidés, lorsque $h > 1.04\mu\text{m}$, le guide n'est plus mono-mode.

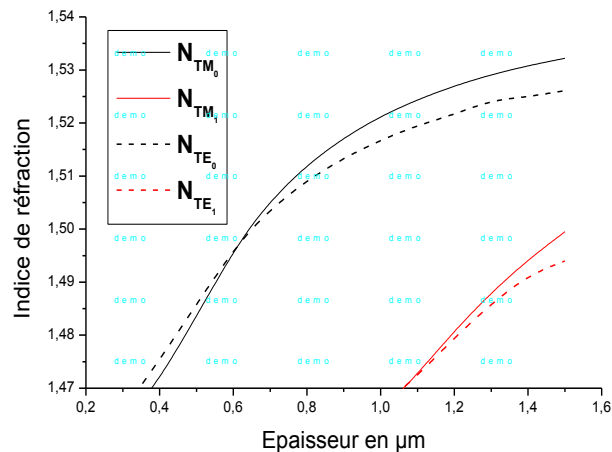


Figure III.15 : Variation de l'indice de réfraction en fonction de l'épaisseur du film.

– Deuxième approche

Dans une deuxième approche, les calculs sont effectués tout en fixant l'épaisseur h , et une série de simulations précise a été effectuée pour une largeur w variant de $1\mu\text{m}$ à $10\mu\text{m}$.

Si la largeur du guide augmente le guide devient multi-mode (figure III.16), nous constatons d'une manière générale que lorsqu'on augmente la largeur du guide, il existe une valeur de w pour la quelle les biréfringences d'indice de groupe et d'indice effectif peuvent s'annuler.

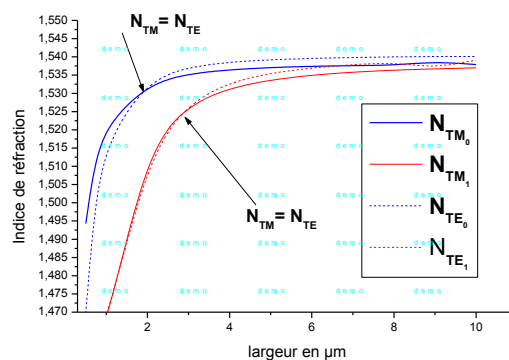


Figure III.16 : Variation de l'indice de réfraction en fonction de la largeur du film.

Si la largeur du guide augmente le guide devient multi-mode (figure III.16), nous constatons d'une manière générale que lorsqu'on augmente la largeur du guide, il existe une valeur de w pour la quelle les biréfringences d'indice de groupe et d'indice effectif peuvent s'annuler.

➤ Les modes guidants : Les composantes du champ électrique E ou magnétique H d'une onde se décomposent selon les trois directions de l'espace E_x , E_y , E_z , H_x , H_y , et H_z . Pour un mode guidant, ces composantes doivent être localisées dans le guide ou aux abords immédiats de celui-ci. Nous voyons sur la figure III.17 qu'elles sont assez confinées et que les pertes sont faibles. Ces calculs sont effectués pour un guide d'ondes rectangulaire de $1\mu\text{m}$ d'épaisseur et $4\mu\text{m}$ de largeur.

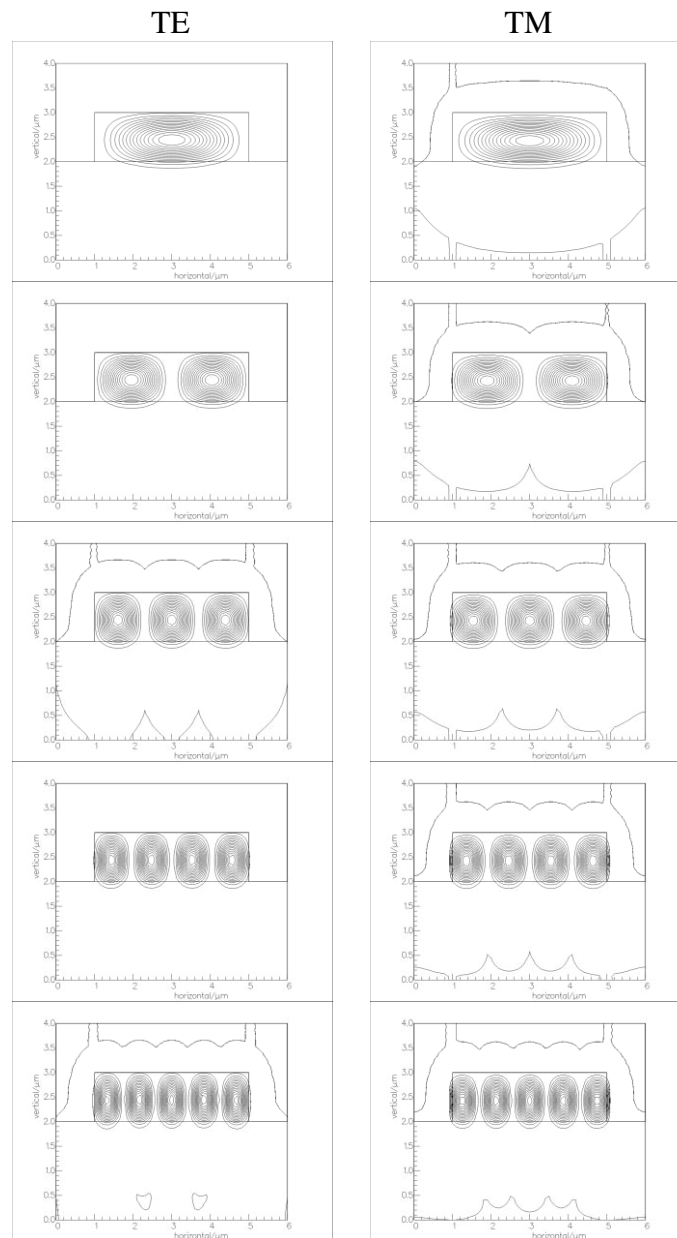


Figure III.17: Répartition de l'intensité dans le guide polarisation TE et TM .

Sur la figure III.18, nous avons reporté l'intensité normalisée des différents modes guidés pour les mêmes conditions que précédemment. Ces courbes confirment bien le confinement dans le guide d'onde rectangulaire des modes considérés. Pour les dimensions considérées, la structure peut supporter jusqu'à cinq modes.

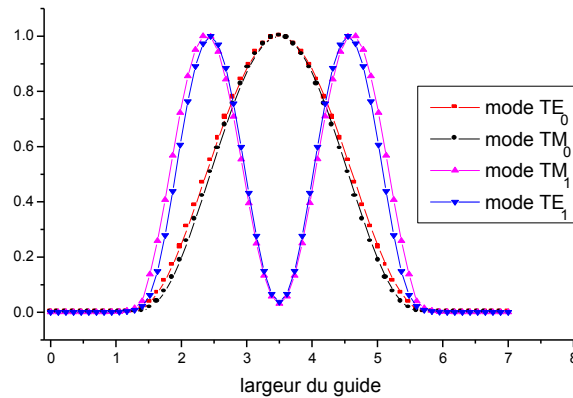


Figure III.18 : Modes guidés.

III.3.3. Influence des paramètres physiques

A chaque simulation, nous fixons l'indice de réfraction du film guidant.

III.3.3.1. Etude de la biréfringence pour l'indice du film guidant $n_f=1,57$

Cette simulation est effectuée pour les trois valeurs données à l'épaisseur h du film, et une valeur de la largeur w variant de $3.4\mu\text{m}$ à $4.8\mu\text{m}$ pour $h=3\mu\text{m}$, et de $w=4.6\mu\text{m}$ à $6\mu\text{m}$ pour $h=4\mu\text{m}$, et de $w=5.6\mu\text{m}$ à $7\mu\text{m}$ pour $h=5\mu\text{m}$.

- Variation de l'indice effectif N_{TE} / N_{TM} en fonction de la largeur w

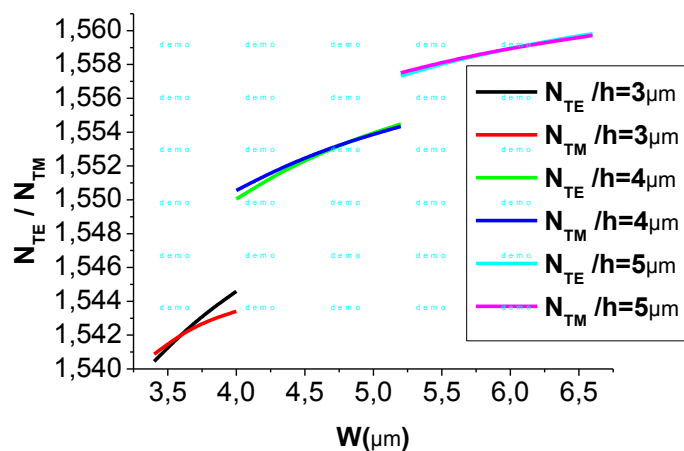


Figure III.19 : Courbe de dispersion pour les modes TE et TM .

– Rendements des trois guides d'ondes

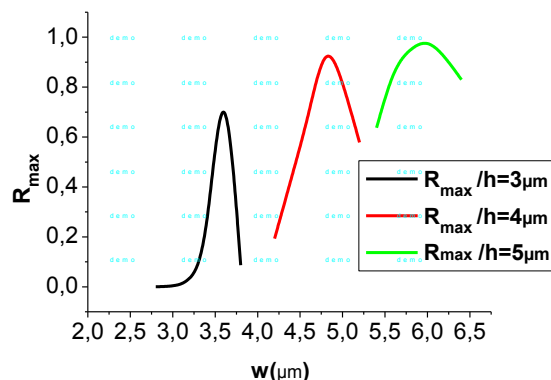


Figure III.20 : Rendements R_m en fonction de w .

Nous observons sur la figure III.19 qu'il ya un seul point d'intersection entre les courbes pour chacun des guides (tableau III.2).

Tableau III.2 : Valeurs de w_{inter} et n_{eff} en fonction de la hauteur h pour $n_f = 1.57$.

h (μm)	3	4	5
$w_{intersection}$ (μm)	3.605538	4.813166	5.938181
n_{eff}	1.542096	1.553390	1.558849

Ces points sont uniques et présentent une valeur de rendement plus proche de l'unité (figure III.20). Les valeurs des indices N_{TE} et N_{TM} augmentent avec la largeur du film w jusqu'à une valeur plus proche de l'indice du film ($n_f = 1.57$), comme le montre les valeurs du tableau III.3.

Tableau III.3 : Variation des indices N_{TE} et N_{TM} en fonction des paramètres h et w pour la valeur de l'indice effectif $n_f = 1.57$.

h (μm)	3	4	5
w (μm)	4	5.2	6.4
N_{TE}	1.54459	1.55448	1.55956
N_{TM}	1.54341	1.55434.	1.55948

– Répartition du champ

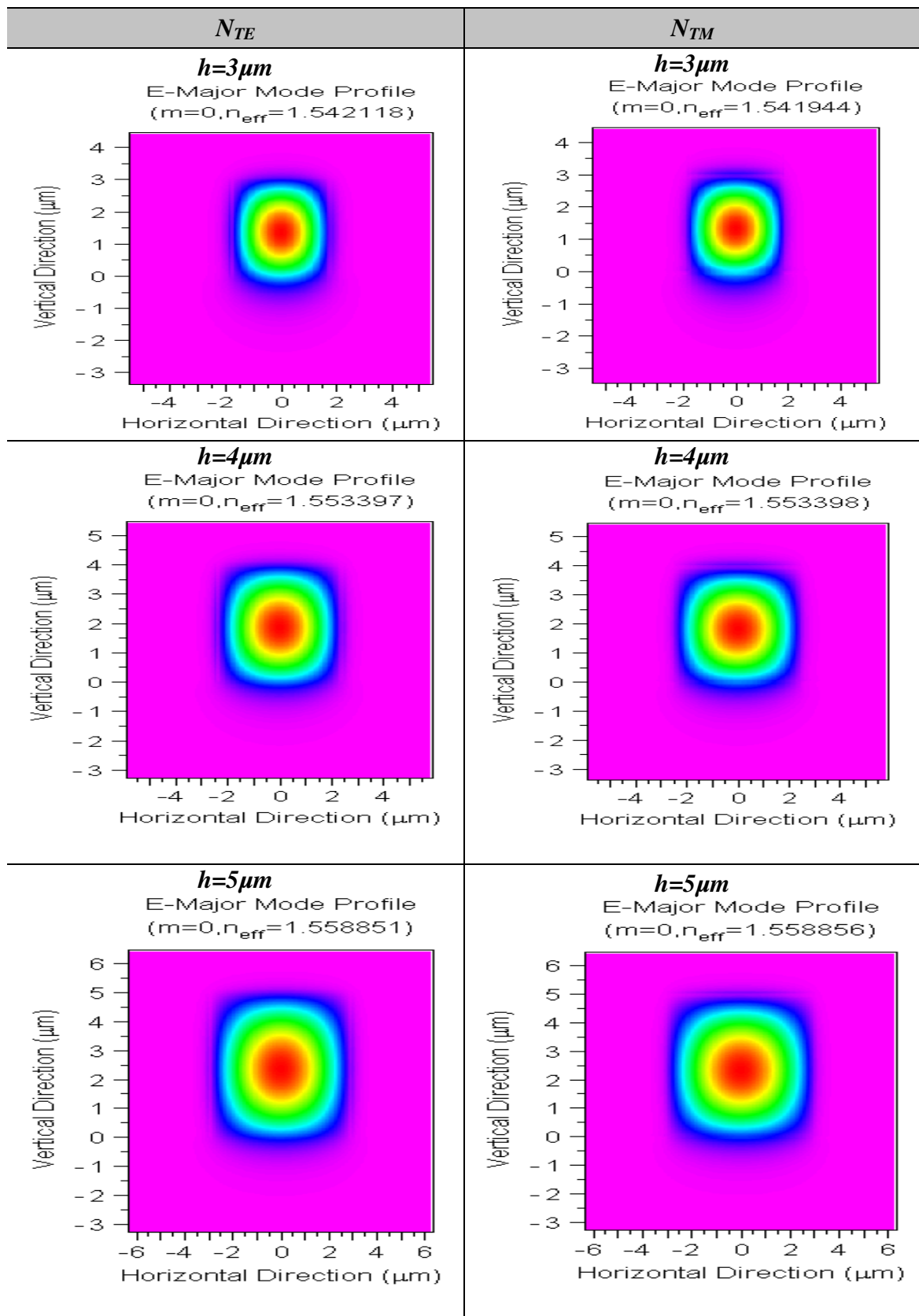


Figure III.21 : Confinement de l'intensité dans le guide pour les polarisations TE et TM .

– Valeurs optimales de w , h , R_m et n_{eff}

Le tableau III.4 présente les valeurs optimales des paramètres w , h , R_m ou R_{max} , B_{TE} et B_{TM} pour atteindre l'accord de phase des trois guides à partir des figures III.19 et III.20.

Tableau III.4 : Biréfringence modale et rendement maximal en fonction de H pour $n_f = 1.57$.

H (μm)	3	4	5
w intersection (μm)	3.605538	4.813166	5.938181
N_{TE}	1.542118	1.553397	1.558851
N_{TM}	1.541944	1.553398	1.558856
$ N_{TE} - N_{TM} $	0.000174	0.000008	0.000005
R_{max}	0.494865	0.999966	0.999157

– Rendement maximal

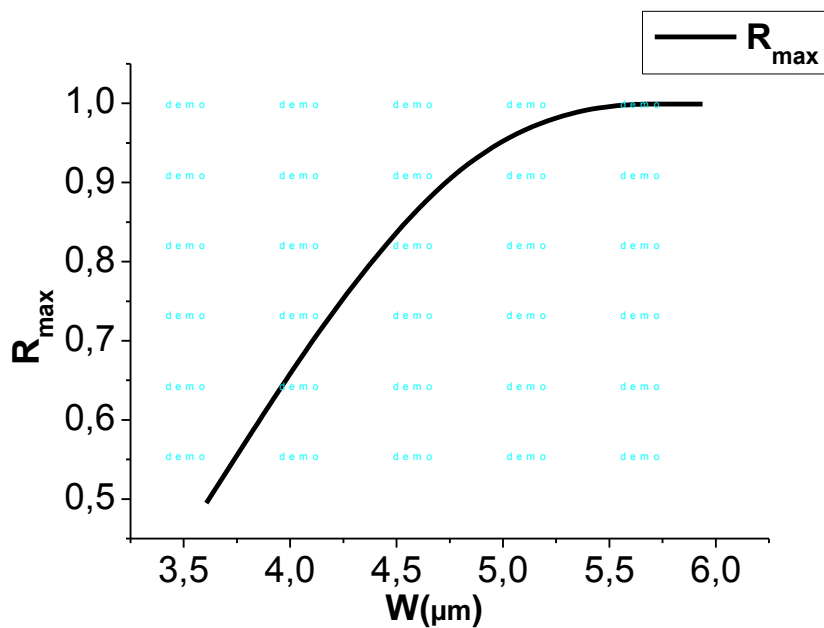


Figure III.22 : Rendement maximal R_{max} en fonction de w .

A partir des points optimaux, nous observons que si la largeur du guide augmente (le guide devient multi mode), alors il existe une seule valeur de w pour la quelle la biréfringence tend vers zéro, et le rendement devient maximal.

III.3.3.2. Etude de la biréfringence pour l'indice du film guidant $n_f=1.97$

Cette simulation est effectuée pour les trois valeurs données à l'épaisseur h du film, et une valeur de la largeur w variant de $2.4\mu\text{m}$ à $3.8\mu\text{m}$ pour $h=3\mu\text{m}$, et de $w=3.6\mu\text{m}$ à $5\mu\text{m}$ pour $h=4\mu\text{m}$, et de $w=5\mu\text{m}$ à $6.4\mu\text{m}$ pour $h=5\mu\text{m}$.

- la variation de biréfringence N_{TE} / N_{TM} en fonction de la largeur w

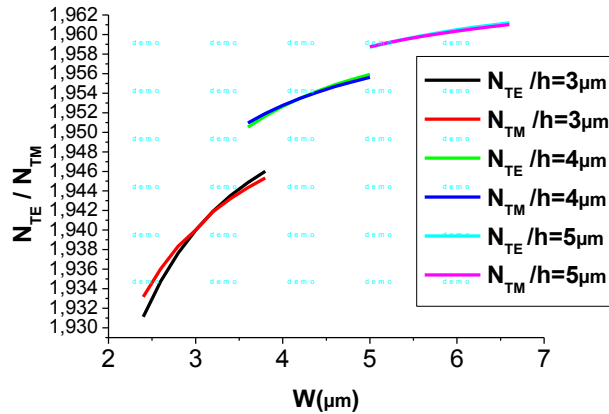


Figure III.23 : Courbe de dispersion pour les modes TE et TM .

- Rendements des trois guides d'ondes

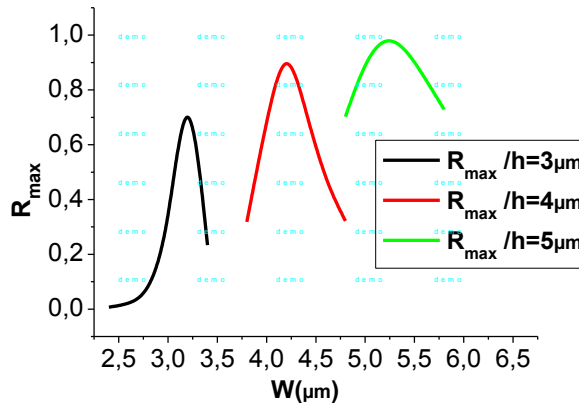


Figure III.24 : Rendements R_m en fonction de w .

Nous observons dans la figure III.23, un seul point d'intersection entre les courbes pour chacun des guides d'ondes (tableau III.5).

Tableau III.5 : Variation de w_{inter} et n_{eff} en fonction de h pour l'indice $n_f=1.97$.

h (μm)	3	4	5
$w_{intersection}$ (μm)	3.021003	4.173786	5.22884
n_{eff}	1.940196	1.953378	1.959196

Ces points sont uniques et présentent une valeur de rendement plus proche de l'unité (figure III.24). Si la valeur de la largeur du film w augmente, alors les indices N_{TE} et N_{TM} jusqu'à une valeur proche de l'indice du film ($n_f=1.97$), comme l'illustre les valeurs du tableau III.6).

Tableau III.6 : Variation des indices N_{TE} et N_{TM} en fonction des paramètres h et w pour la valeur de l'indice effectif $n_f=1.97$.

h (μm)	3	4	5
w (μm)	3.8	5	6.4
N_{TE}	1.94601	1.95592	1.96099
N_{TM}	1.94532	1.95560	1.96081

– Valeurs optimales de w , h , R_m et n_{eff}

Le tableau III.7 donne les valeurs optimales de w , h , R_m , B_{TE} et B_{TM} pour atteindre l'accord de phase des trois guides à partir des figures III.23 et III.24.

Tableau III.7 : Biréfringence modale et rendement maximal en fonction de H pour $n_f=1.97$.

H (μm)	3	4	5
w intersection (μm)	3.021003	4.173786	5.228840
N_{TE}	1.940194	1.953384	1.959196
N_{TM}	1.940457	1.953391	1.959202
$ N_{TE} - N_{TM} $	0.000263	0.000007	0.000006
R_{max}	0.30011783	0.998335	0.998773

A partir des points optimaux, nous observons que : si la largeur du guide augmente (le guide devient multi mode), alors il existe une valeur de w pour laquelle la biréfringence tend vers zéro, et le rendement devient maximal (figure III.25).

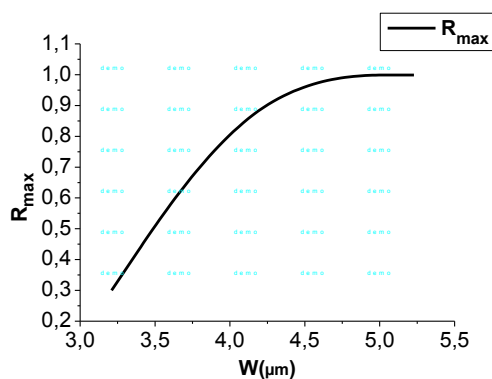


Figure III.25 : Rendement maximal R_{max} en fonction de w .

– Répartition du champ

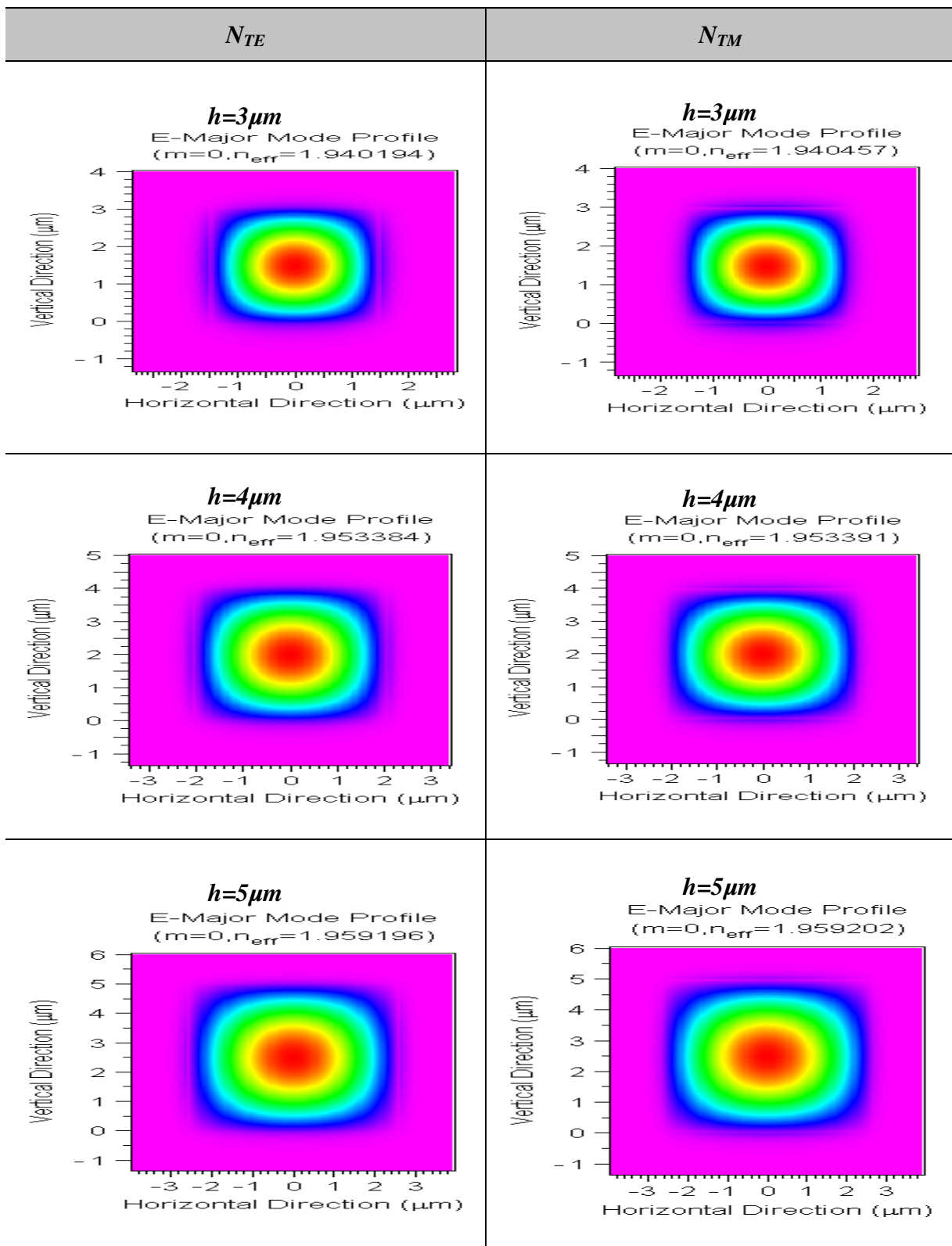


Figure III.26 : Confinement de l'intensité dans le guide pour les polarisations TE et TM .

III.4. CONVERSION DE MODE

L'application d'un champ magnétique dans un guide d'onde isotrope fait acquérir à ce dernier une anisotropie optique. Selon l'orientation du champ :

– Si le champ magnétique appliqué est perpendiculaire au vecteur d'onde \vec{k} , le ferrofluide présente une anisotropie linéaire [76]. Ce sont les effets magnéto-optiques transversaux. Les états propres de polarisation du système sont rectilignes avec des directions définies par les axes parallèle et perpendiculaire au champ magnétique appliqué (et situés dans le plan d'onde).

– Si le champ magnétique appliqué est colinéaire au vecteur d'onde \vec{k} (configuration de Faraday) [75], le liquide magnétique présente une anisotropie circulaire, comme un matériau massif. Nous obtenons alors les effets magnéto-optiques longitudinaux. Les états propres de polarisation sont circulaires (droite et gauche).

Dans ce travail, nous nous passerons sur la rotation de polarisation dans le cas d'un guide d'onde anisotrope. A cet effet, nous procéderons à la réalisation d'un guide d'onde par le logiciel BeamPROP avec les paramètres suivants :

III.4.1. Effet de la concentration des nanoparticules: cas d'un dopage $\phi=1\%$

Dans le cas d'une matrice sol-gel SiO_2/TiO_2 ou ZrO_2 dopée avec une concentration $\phi(\%) = 1\%$ de nanoparticules magnétiques, qui donne un indice de réfraction non diagonal de type $n_{xy} = \mp i * 0.016$, d'où la rotation de Faraday calculée est de l'ordre $2472^\circ/cm$. Le tenseur dans ce cas sera donné par :

$$\hat{n} = \begin{bmatrix} 1.51 & i * 0.016 & 0 \\ -i * 0.016 & 1.51 & 0 \\ 0 & 0 & 1.51 \end{bmatrix} \quad (III.4)$$

Sur la figure III.27, nous rapportons l'intensité du champ électrique propagé au centre du guide pour le mode fondamental et ce pour $\lambda=1.55\mu m$, $h=5\mu m$, et pour trois valeurs de la largeur w et trois valeurs de n_f .

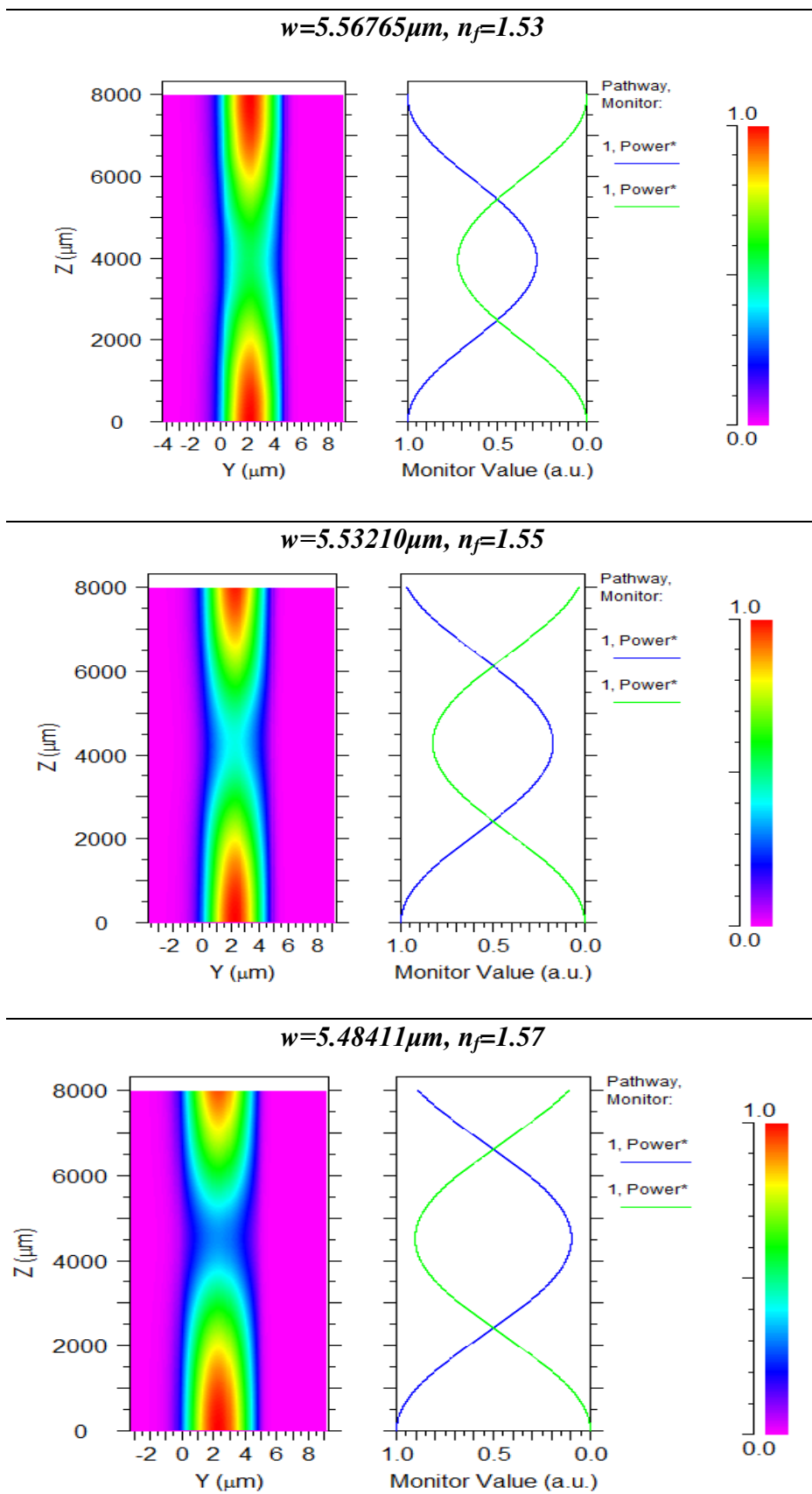


Figure III.27 : Résultats de simulation de la rotation de polarisation pour $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $h = 5 \mu\text{m}$ et $\phi = 1\%$.

Sur le tableau III.8, nous avons reporté le taux de conversion maximal normalisé du mode fondamental TE_0 en fonction de la longueur d'onde pour la concentration de nanoparticules de ferrite de cobalt $\phi(\%) = 1\%$ et les trois valeurs de n_f . Les résultats de simulation montrent bien l'existence d'un couplage entre les mode TE et TM , et que la conversion de mode augmente avec la valeur de n_f .

Tableau III.8 : Longueur de couplage L_C du mode fondamental pour différents indices n_f .

Dopage $\phi(\%)$	n_f	Longueur de couplage $L_C(\mu m)$
1%	1.53	4000
	1.55	4250
	1.57	4500

III.4.2. Effet de la concentration des nanoparticules: cas d'un dopage $\phi=2\%$

Pour $\lambda=1.55\mu m$, $h=5\mu m$, w : varie, $n_f=n_{xx}=n_{yy}=n_{zz}$: varie, $n_{substrat}=1,47$ et pour une concentration volumique des nanoparticules magnétiques $\phi=2\%$. Le tenseur dans ce cas, sera donné par :

$$\hat{n} = \begin{bmatrix} 1.51 & i * 0.023 & 0 \\ -i * 0.023 & 1.51 & 0 \\ 0 & 0 & 1.51 \end{bmatrix} \quad (III.5)$$

Sur la figure III.28, nous rapportons l'intensité du champ électrique propagé au centre du guide pour le mode fondamental et cela pour $\lambda=1.55\mu m$, $h=5\mu m$ et trois valeurs de la largeur w et trois valeurs de n_f .

Nous constatons, sur le tableau III.9, que la longueur caractéristique Z (μm) ou celle de couplage $L_C(\mu m)$ augmente avec l'indice de film n_f . Si nous faisons une comparaison entre les guides précédents (entre les deux simulations), nous constatons que les paramètres n_{xy} et n_{yx} influent directement sur les valeurs de la longueur caractéristique Z (μm), plus n_{xy} diminue, plus la valeur de la longueur caractéristique Z (μm) augmente.

Tableau III.9 : Longueur de couplage L_C du mode fondamental pour différents indices n_f .

Dopage $\phi(\%)$	n_f	Longueur de couplage $L_C(\mu m)$
2%	1.53	4300
	1.55	4400
	1.57	4500

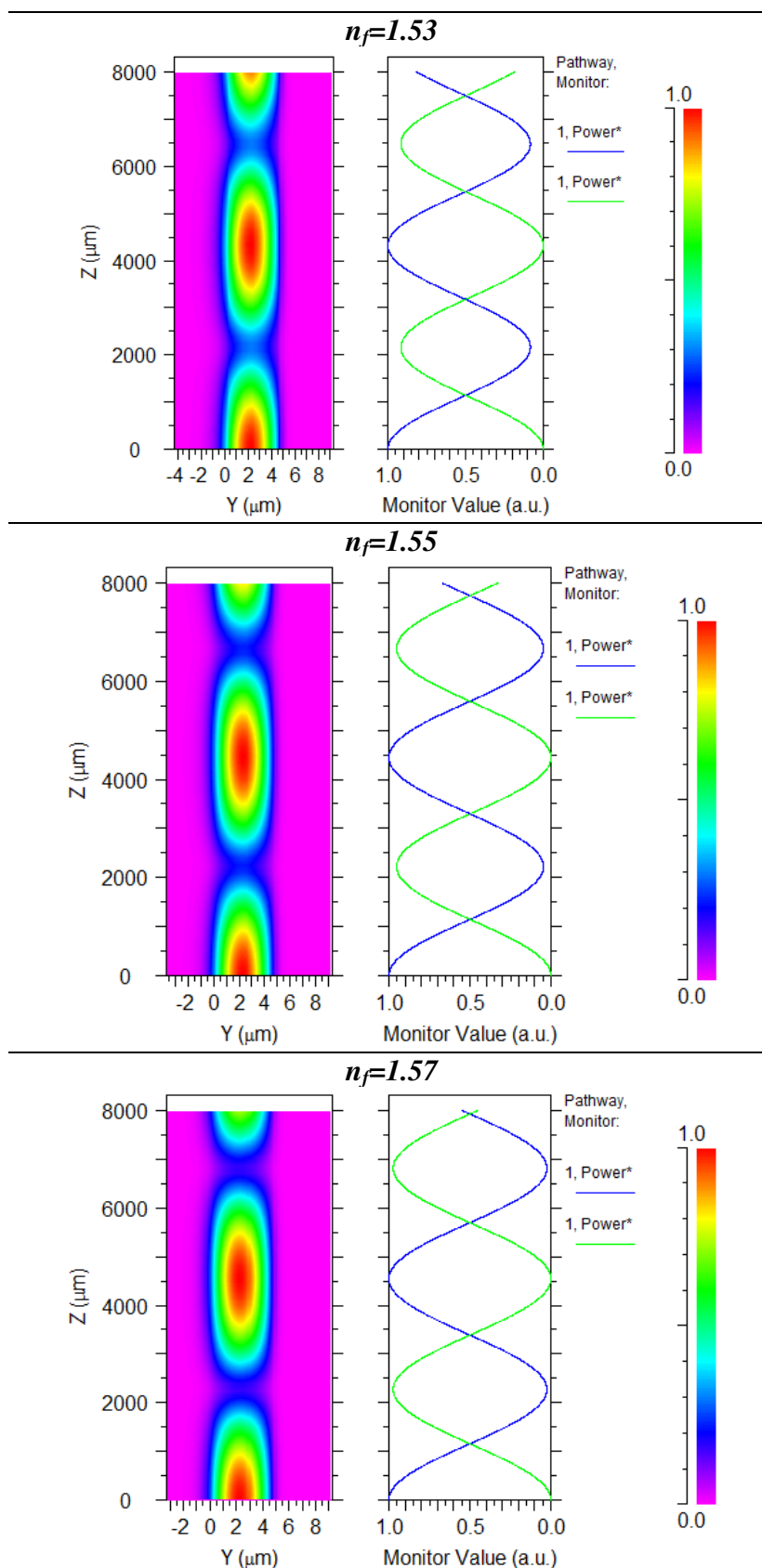


Figure III.28 : Résultats de simulation de la rotation de polarisation pour $\lambda=1.55\mu\text{m}$, $h=5\mu\text{m}$, $\phi=2\%$.

Conclusion

L'objectif de cette simulation est d'étudier l'influence des paramètres géométriques et physiques sur le rendement d'un guide d'onde optique. Pour ce faire, nous avons utilisé les dimensions des guides d'ondes rectangulaires magnéto-optiques pour obtenir une valeur de biréfringence nulle pour les deux modes de propagation dans un film guidant. Cette condition est nécessaire dans un dispositif magnéto-optique. En définitive, le résultat obtenu nous indique que le guide doit avoir un caractère mono-mode TE et TM , pour ne pas avoir de mode TE ou TM se propageant à des vitesses différentes. En sus, nous avons dégagé qu'à chaque augmentation de la dose de dopage, cela induit une décroissance de la longueur caractéristique.

CHAPITRE IV

*Etude paramétrique de la
biréfringence des guides d'ondes
en arête*

INTRODUCTION

Le comportement non réciproque des dispositifs optiques est basé sur l'effet Faraday magnéto-optique qui se produit dans les cristaux magnétiques [11, 33, 88]. De plus en plus, la voie sol-gel issue de la chimie douce, donne une meilleure alternative pour la réalisation de nouveaux dispositifs optiques intégrés. Elle est considérée comme polyvalente, souple et d'une technique peu coûteuse utile à la fabrication de ces dispositifs [80, 81].

De nombreuses fonctions de traitement optique sont nécessaires d'être intégrée, en l'occurrence les isolateurs optiques et les modulateurs ayant un effet non réciproque et qui sont très importants dans les systèmes de réseau optique. Les isolateurs sont utilisés dans les systèmes à grande vitesse de transmission à fibre pour stabiliser les diodes laser en les protégeant des reflets indésirables [77].

Actuellement, seules les formes discrètes de ces éléments constitués de cristaux d'oxyde de grenat sont disponibles commercialement, des versions intégrées sont fortement souhaitables. L'utilisation de nanoparticules magnétiques comme éléments magnéto-optiques actifs dans une matrice à base de silice préparée par voie sol-gel, a été discutée dans un grand nombre de travaux, depuis le premier [77] jusqu'au plus récent [81]. Ce dernier est préparé par le procédé inorganique. L'attractivité d'une telle approche réside dans la pleine compatibilité du revêtement de sol-gel avec des technologies classiques intégrées et en particulier celle réalisée sur le verre. En effet, les nanoparticules magnétiques cristallisées sont dispersées dans la préparation liquide sol-gel avant le revêtement et, par conséquent, contrairement aux techniques classiques, la température élevée n'est pas nécessaire pour obtenir un comportement magnétique. En outre, cette méthode d'élaboration est facile à implémenter et à fournir de couches minces magnéto-optiques avec une valeur d'indice de réfraction de 1,5 proche de celui des autres dispositifs optiques intégrés utilisé dans le domaine des télécommunications. Le faible contraste entre l'indice de réfraction du film et le substrat inhérents en sol-gel organique inorganique du guide d'onde combinés avec une épaisseur supérieure à celle des guides d'ondes magnéto-optiques classiques, il doit permettre un couplage efficace en fibre qui est hautement souhaitable pour les caractéristiques du couplage laser guide d'onde [30, 79].

IV.1. GUIDE D'ONDE EN ARÊTE (rib)

Les guides d'ondes magnéto-optiques sont les éléments des composants non réciproques pour l'optique intégrée, l'accord de phase entre les modes fondamentaux TE et TM est une condition essentielle dans les guides d'ondes magnéto-optiques. Nous avons adopté la méthode de contrôle des dimensions (largeur et profondeur de la gravure). La biréfringence modale entre ces deux modes ($\Delta Nm = N_{TE} - N_{TM} = (\beta_{TE} - \beta_{TM})\lambda/2\pi$) et la rotation de Faraday affectent l'efficacité de conversion dans ces films qui s'exprime par [77] :

$$R_M = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} \quad (\text{IV.1})$$

θ_F ($^\circ/cm$) est la rotation de Faraday spécifique du matériau constituant le guide.

Le présent chapitre décrit les règles de conception qui doivent être imposées à la géométrie d'un tel dispositif pour avoir une biréfringence nulle et les faire se comporter comme mono-mode. Il consiste en la modélisation et l'analyse des paramètres géométriques (hauteur, largeur, profondeur et gravure), donnés en figure IV.1.

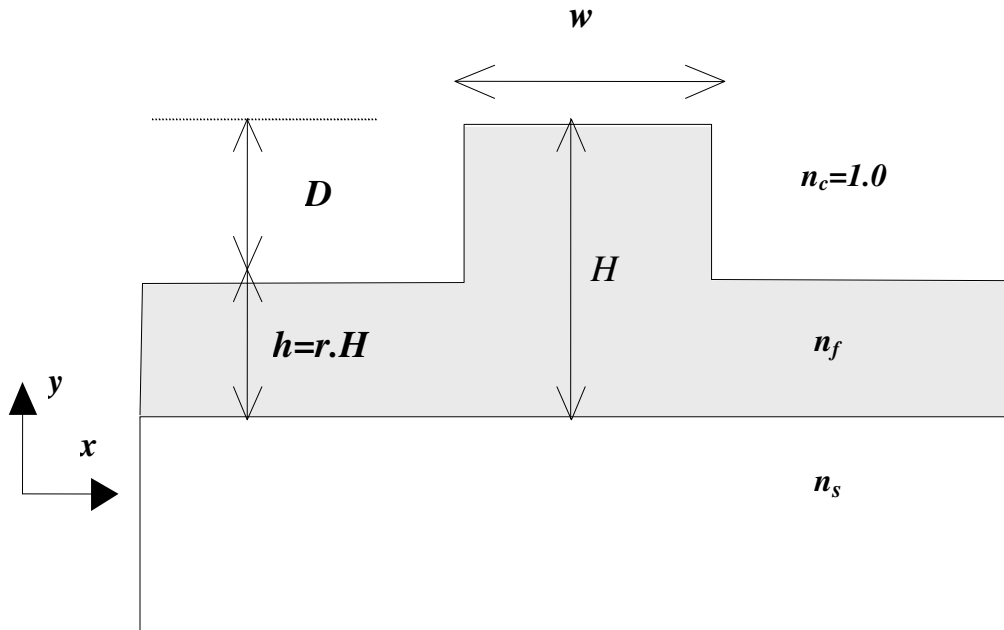


Figure IV.1 : Schéma du guide d'onde rib. x et y représentent les axes de coordonnées, avec la direction y parallèle à la surface du substrat.

Où : - w : largeur du guide.

- D : gravure.

- H : hauteur du guide ($h = r.H$).

- r : paramètre de gravure.

- n_s , n_c et n_f sont respectivement les indices de réfraction dans le substrat, superstrat et le film.

IV.1.1. Techniques de caractérisation

La spectroscopie des lignes noires (*M-lines*) est la technique la plus utilisée pour déterminer les propriétés optiques des guides d'ondes tels que la valeur d'indice de réfraction, l'épaisseur et la biréfringence modale. Elle consiste à focaliser un faisceau laser sur un prisme mis en contact avec le film par l'application d'une pression, le couplage optique dans le film ne peut être obtenu que pour des angles particuliers. Ces angles sont synchrones avec les modes de propagation: les lignes noires sont ainsi observées dans le faisceau de lumière sortant du prisme. En pratique, (θ_m angle synchrone), nous pouvons déterminer l'indice efficace de mode (N_m) par la relation :

$$N_m = n_p \sin \left(A_p + \arcsin \left(\frac{\sin \theta_m}{n_p} \right) \right) \quad (\text{IV.2})$$

n_p et A_p sont respectivement l'indice de réfraction et l'angle du prisme. La mesure de l'indice effectif N_{TE} et N_{TM} donne la biréfringence modale $N_m = N_{TE} - N_{TM}$. Lorsque le guide a deux modes ou plus, l'indice de réfraction N_{TE} et N_{TM} et l'épaisseur h du film peuvent être déterminés.

Les propriétés optiques tels que l'indice de réfraction, l'épaisseur, la biréfringence modale du mode fondamental et la rotation de Faraday des couches minces sont illustrés dans le tableau IV.1 et la figure IV.2.

Tableau IV.1 : Propriétés optiques et géométriques du mode fondamental des couches [81].

λ	820 nm	1550 nm
n	1,513	1,509
h	3 μm	3 μm
ΔN_0	1×10^{-4}	$2,7 \times 10^{-4}$
θ_F	250°/cm	310°/cm
R_M	56%	22%

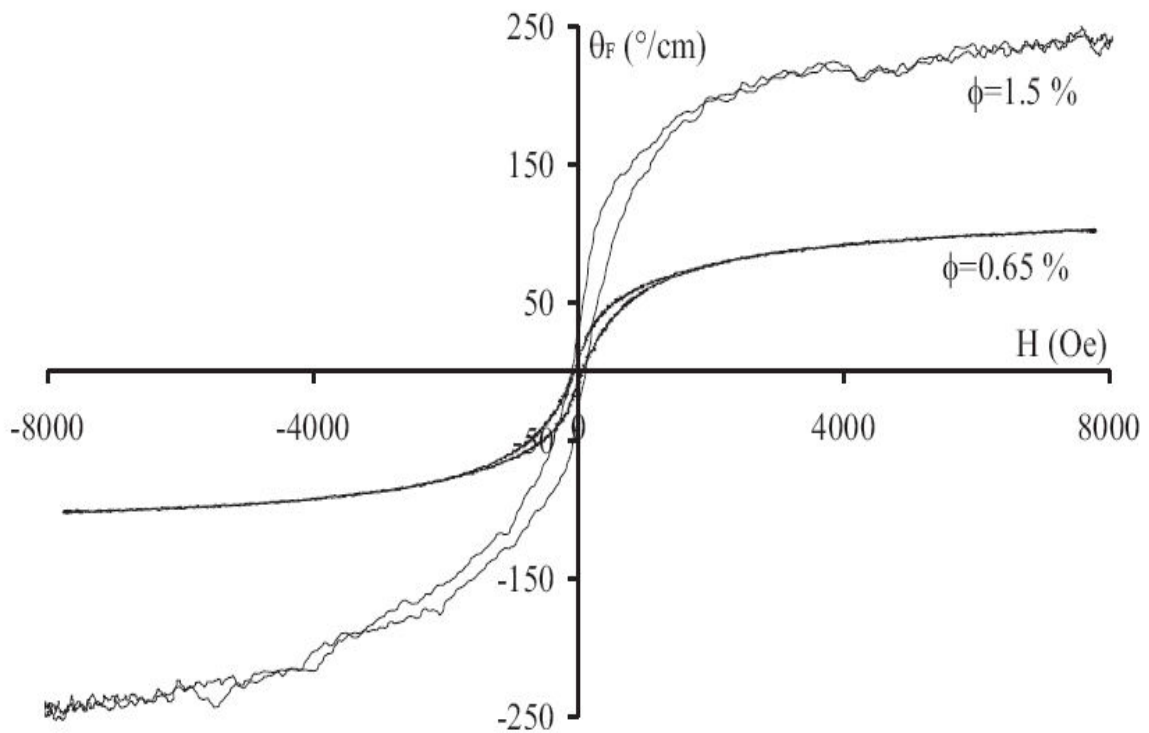


Figure IV.2 : Rotation de Faraday des couches minces à : $\lambda=820 \text{ nm}$ [81].

IV.1.2. Structure et conception

Les guides d'ondes magnéto-optiques sont les éléments clés des dispositifs non réciproques qui effectuent le guidage, l'isolation, et la modulation du signal optique. La conception et la simulation sont devenues très importantes avant l'étape de fabrication, la technique (*FMM*), proposée par *Sudbo* [82, 83, 84] est utilisée pour étudier l'influence des paramètres géométriques du guide sur la réalisation des deux conditions (mono-mode et biréfringence nulle).

Le schéma du dispositif est illustré en figure IV.1, où w est la largeur du guide d'onde rib, H est la hauteur intérieure, r est le paramètre de gravure. Pour une meilleure compréhension, nous définissons également la profondeur de la gravure $D=H*(1-r)$ qui donne directement la hauteur de bord du guide d'onde. Nous choisissons les paramètres de ce dernier correspondant au film $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ dopé par des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt. Les indices du film ($n_f=1,513$ à $\lambda=820\text{nm}$ et $n_f=1,509$ à $\lambda=1550\text{nm}$ longueur d'onde de télécommunications) sur un substrat en Pyrex ($n_s=1,472$ à $\lambda=632,8\text{nm}$) sont ajustés pour chaque longueur d'onde [81].

La permittivité magnéto-optique tenseur ε_{mo} de la couche mince est donnée dans le système de coordonnées $\{x, y, z\}$ par l'équation suivante [86] :

$$\varepsilon_{mo} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & +\varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{xx} \end{bmatrix} \quad (IV.3)$$

Où chaque élément du tenseur $\varepsilon_i = \varepsilon'_i + i\varepsilon''_i$ a une partie réelle et une autre imaginaire où $i=xx$ ou xy .

La partie diagonale, représente le tenseur de permittivité du milieu isotrope :

$$\varepsilon'_{xx} = n^2 - k^2 \quad (IV.4)$$

$$\text{et} \quad \varepsilon'_{xy} = 2nk \quad (IV.5)$$

où: n est l'indice de réfraction du matériau et k est le coefficient d'extinction.

Toutefois, l'application d'un champ magnétique sur un matériau avec une direction parallèle au faisceau de lumière (Oz) produit un élément hors diagonal où l'ampleur dépend du type du matériau (sur la rotation de Faraday θ_F et ellipticité ε_F) [86].

$$\varepsilon'_{xy} = \lambda/\pi (n\theta_F - k\varepsilon_F) \quad (IV.6)$$

$$\text{et} \quad \varepsilon'_{yx} = \lambda/\pi (n\theta_F + k\varepsilon_F) \quad (IV.7)$$

où: λ est la longueur d'onde, et en ajustant le rapport molaire du métal précurseur, l'indice de réfraction du matériau peut être modifié dans la plage de 1,51 à 1,58 [87].

Ce changement de l'indice de réfraction sera utile en fonction des caractéristiques optiques de la couche magnéto-optique avec les exigences de l'application souhaitée. Le tableau IV.2 donne les valeurs de l'indice de réfraction de la matrice d'accueil.

Tableau IV.2 : Valeurs de l'indice de réfraction de la matrice hôte à 1550nm [87].

Ratio SiO ₂ / ZrO ₂ ou TiO ₂	précurseurs	Index @ 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

Les couches minces magnéto-optiques souffrent de la biréfringence (ΔN_m est autour de $1 \cdot 10^{-4}$ à $\lambda=820nm$ et de $2.7 \cdot 10^{-4}$ à $\lambda=1550nm$) pour des guides d'ondes planes [82]. Toutefois, pour fournir un confinement optique, la formation des structures à deux dimensions 2D induit une biréfringence modale en raison de la différence des indices efficaces pour les modes polarisés horizontalement (HE , soit *quasi-TE*) et les modes de polarisation verticale (EH , soit *quasi-TM*) [85]. Afin de concevoir un guide d'onde à zéro biréfringence, la première étape est d'étudier ses caractéristiques de polarisation en fonction de leurs paramètres géométriques. Le logiciel *FIMMWAVE* a été utilisé pour étudier l'influence des paramètres géométriques pour le guide d'ondes décrit ci-dessus.

Tous les modes de propagation dans le guide rib sont calculés pour les deux polarisations TE et TM ainsi que l'indice effectif correspondant (N_{eff}) et la constante de propagation β . La biréfringence du guide d'onde est définie comme la différence entre les indices effectifs des deux modes de polarisations orthogonales, la polarisation horizontale (*quasi-TE*) et le mode de polarisation verticale (*quasi-TM*) $\Delta N = N_{TE} - N_{TM}$. Afin d'obtenir des guides d'ondes rib à zéro biréfringence, une optimisation des dimensions du guide d'onde est donc nécessaire.

IV.2. RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSION

IV.2.1. Etude de la biréfringence

- Influence des paramètres géométriques

Dans un premier temps, la hauteur H du guide est fixée à 3, 5 et $8\mu m$, et la longueur d'onde λ est fixée à $0.82\mu m$ et $1.55\mu m$. Les grandeurs susceptibles de varier sont la largeur du guide w et le paramètre de gravure r qui correspond au rapport entre l'épaisseur du guide et celle de la zone de confinement latéral. Une série de simulations a été entreprise pour des valeurs données de la gravure D à partir desquelles nous avons tracé la biréfringence de l'indice effectif ΔN du guide en fonction de la largeur w (figures IV.3 et V.4).

Nous notons que ; plus la valeur de r augmente, plus la profondeur de gravure D diminue. Il est donc préférable du point de vue processus de fabrication, d'augmenter r pour faciliter la gravure et par conséquent avoir une bonne précision dans les dimensions du guide. Aussi, la largeur du guide ne doit pas être trop petite car il est difficile de graver proprement un guide très fin, et ce pour des raisons de réalisation technologique.

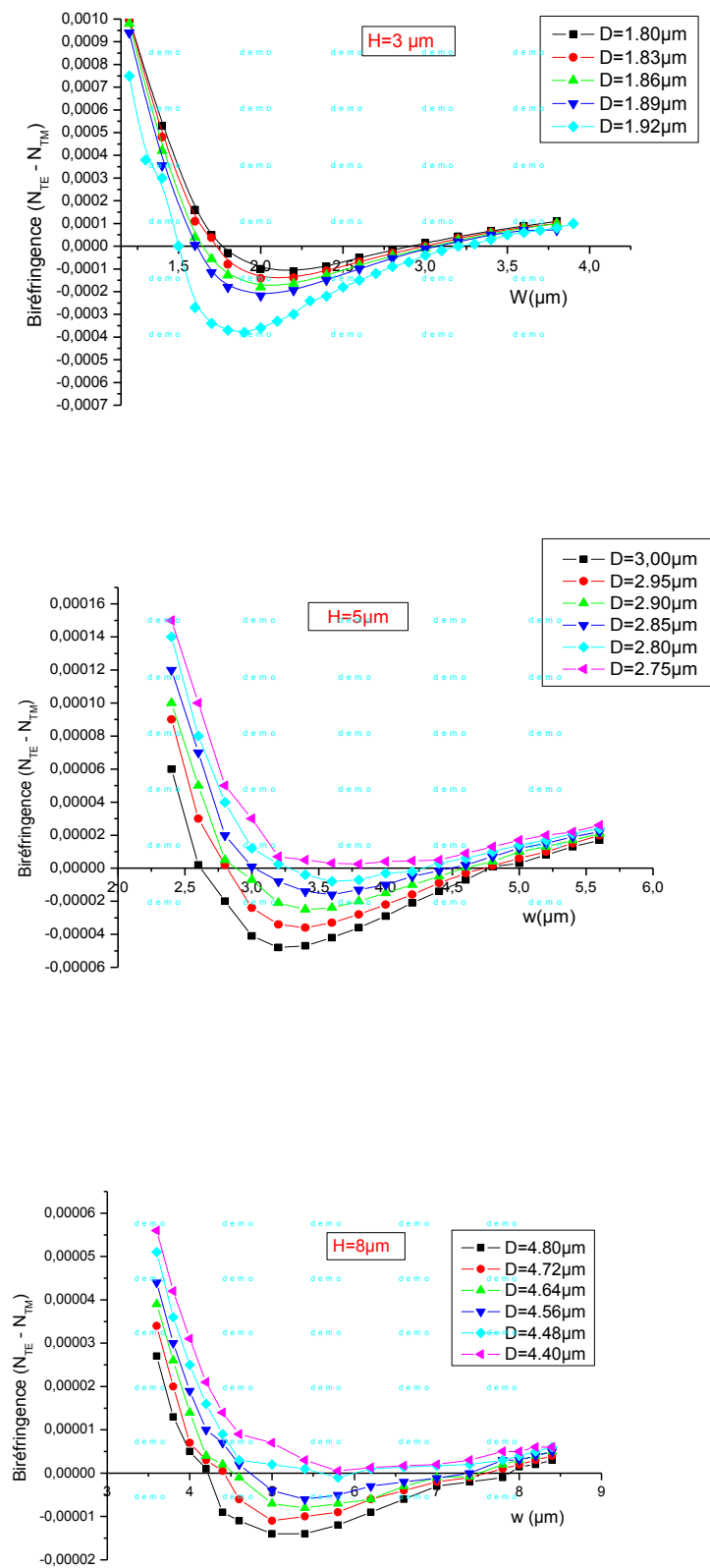


Figure IV.3 : Variation de ΔN en fonction de w pour différentes valeurs de $D(\lambda=0.82\mu m)$.

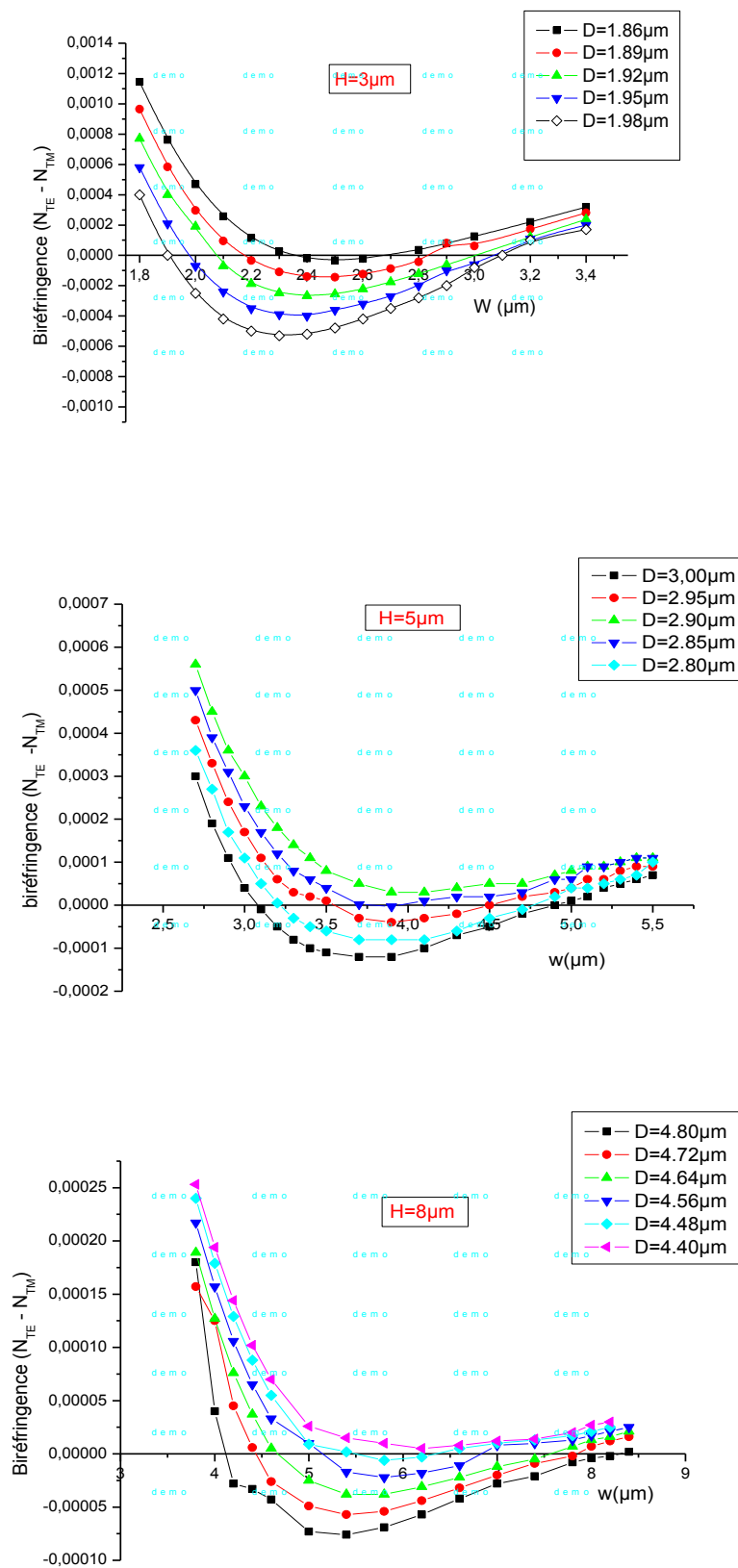


Figure IV.4: Variation de ΔN en fonction de w pour différentes valeurs de D ($\lambda = 1.55\mu\text{m}$).

Ces figures illustrent la variation de la biréfringence $\Delta N_{géo}$ en fonction de la largeur w pour différentes valeurs de D .

Nous avons étudié cette variation avec deux longueurs d'onde $\lambda=0.82\mu m$ et $\lambda=1.55\mu m$. Nous remarquons qu'il existe deux valeurs de la largeur du guide pour lesquelles la biréfringence peut s'annuler, son annulation est réalisée pour des guides d'onde faiblement gravés ainsi que pour ceux fortement gravés.

Nous pouvons déjà voir que le signe de la biréfringence géométrique s'inverse pour ces guides d'onde étudiés, c'est-à-dire que nous avons trouvé des valeurs de $\Delta N_{géo}$ positives et négatives.

Tous les points d'intersection avec l'axe de biréfringence-zéro sont utilisés pour étudier l'influence de la largeur w sur la profondeur de gravure, et correspondent à $\Delta N_{géo}=0$ pour des hauteurs du guide d'onde rib de 3, 5 et $8\mu m$.

Nous pouvons voir que si la biréfringence d'indice effectif est nulle, le paramètre de gravure r est maximum (la profondeur de gravure D est minimale); c'est un paramètre important car technologiquement, il est facile de fabriquer un guide peu gravé.

La variation de la profondeur de gravure représentée sur la figure IV.5 est approximée à une fonction polynomiale du 2ème degré. Nous observons la même allure pour tous guides d'ondes étudiés.

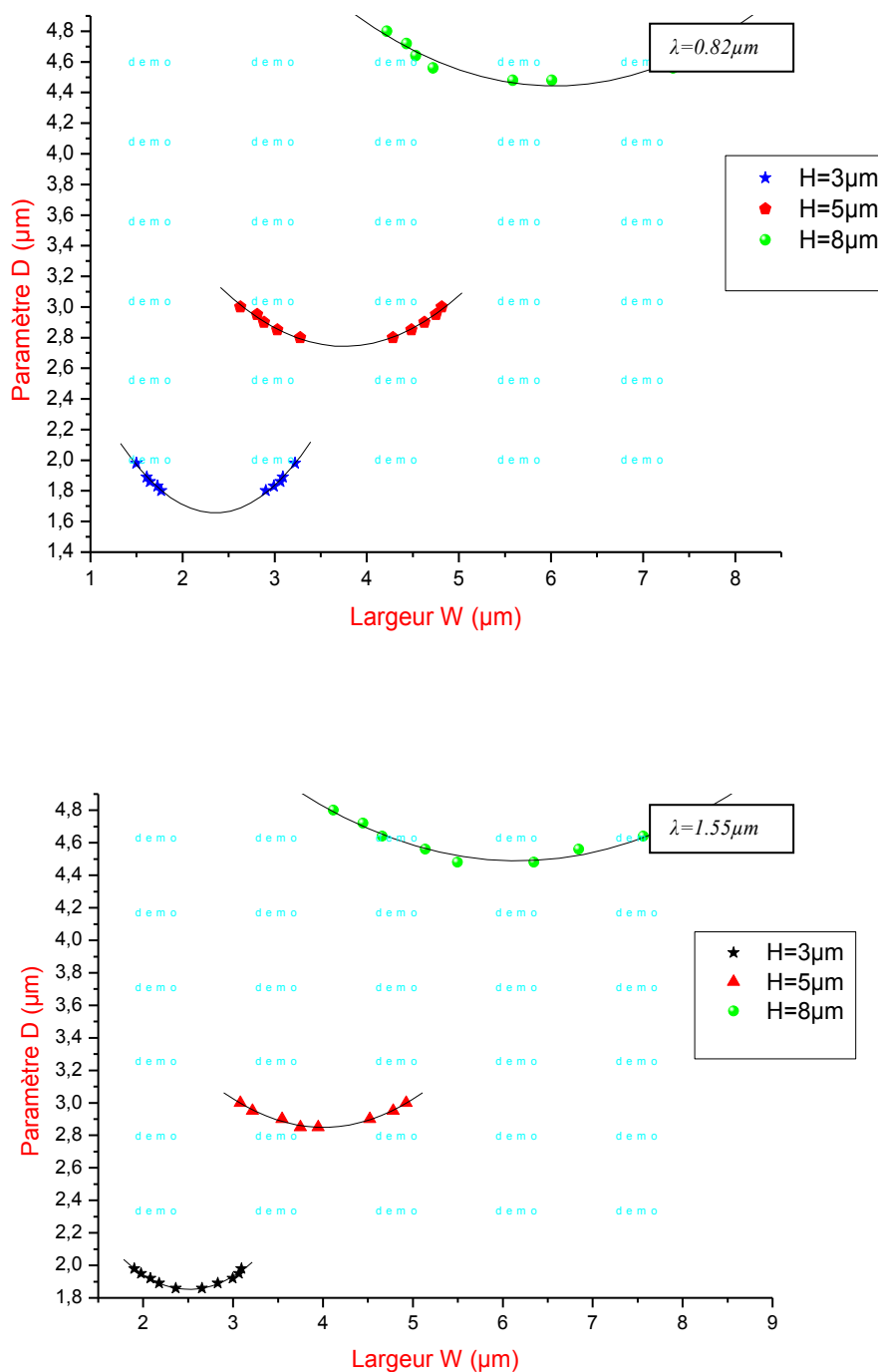


Figure IV.5 : Influence du paramètre de gravure D sur la largeur w , pour réaliser le zéro en biréfringence pour des hauteurs du guide $H=3, 5$ et $8 \mu\text{m}$.

Si nous supposons que la relation entre le minimum de la profondeur de gravure D_{min} et la hauteur du guide H est approximativement linéaire, alors nous pouvons écrire l'équation suivante :

$$D_{min} = -0.0482 + 0.561 * H, \text{ pour } \lambda = 0.82 \mu\text{m} \text{ et } D_{min} = 0.251 + 0.563 * H, \text{ pour } \lambda = 1.55 \mu\text{m}.$$

La représentation de cette relation est reportée sur la figure IV.6.

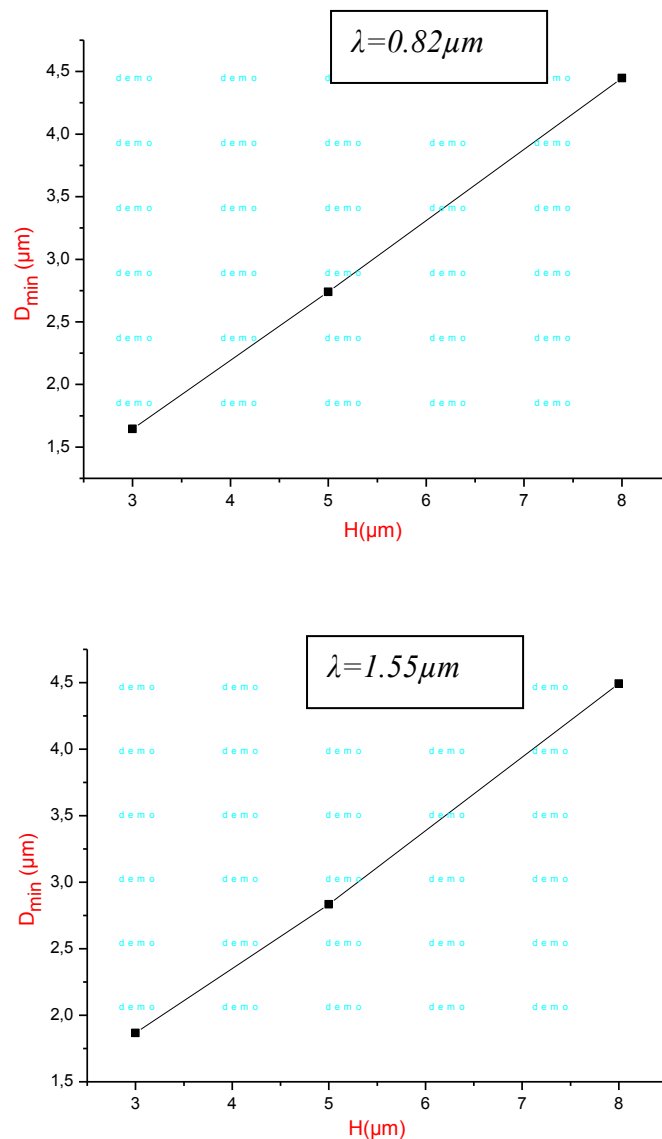


Figure IV.6 : Variation de D_{min} en fonction de H .

- Répartition du champ

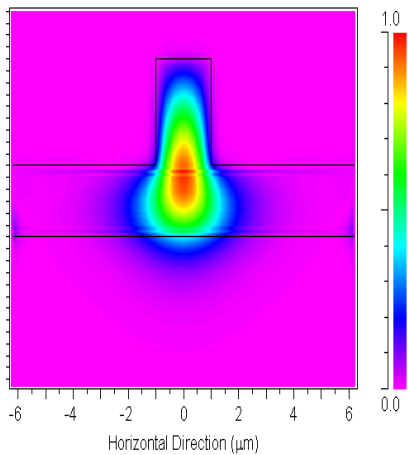
Sur la figure IV.7, nous notons que les composantes des champs E et H sont assez confinées et les pertes sont faibles puisque le guide d'onde en arête assure le confinement de la lumière dans les deux directions.

Nous constatons aussi que le fait d'augmenter la largeur du guide implique aussi un meilleur confinement du mode dans le guide.

$$\lambda = 0.82 \mu\text{m} \quad H=3 \mu\text{m} \quad W=2 \mu\text{m} \quad D=1.8 \mu\text{m}$$

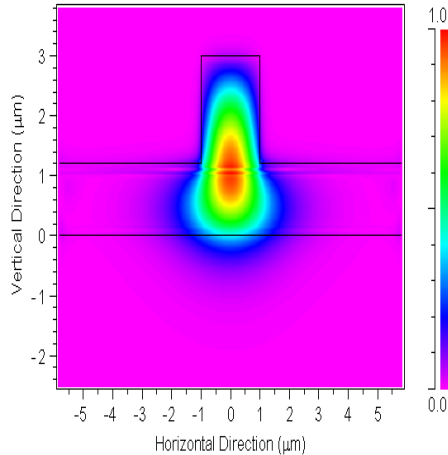
Polarisation Quasi-TE

Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{\text{eff}}=1.537676$)



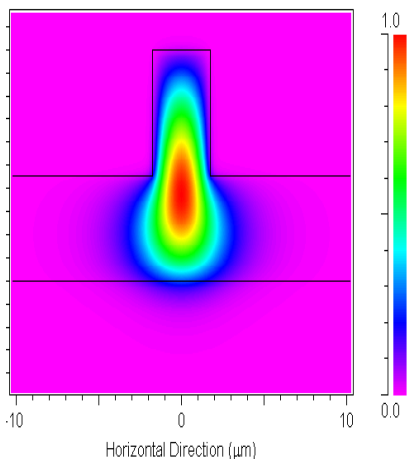
Polarisation Quasi-TM

Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{\text{eff}}=1.53775$)

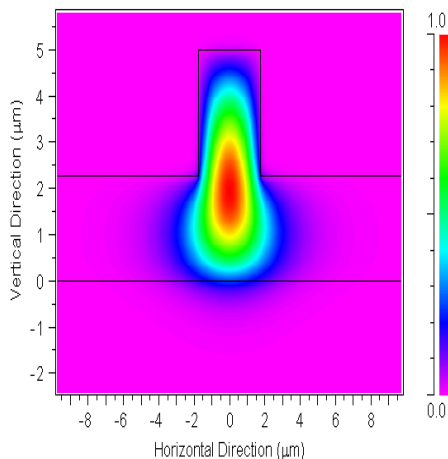


$$\lambda = 0.82 \mu\text{m} \quad H=5 \mu\text{m} \quad W=3.473 \mu\text{m} \quad D=2.736 \mu\text{m}$$

Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{\text{eff}}=1.554198$)

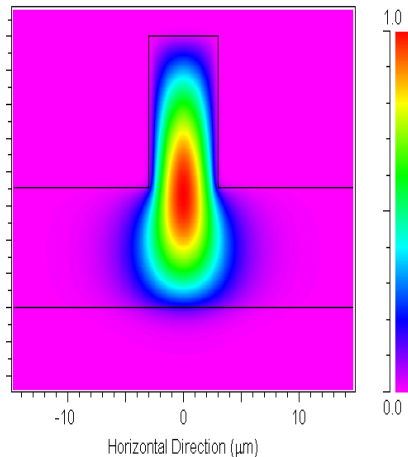


Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{\text{eff}}=1.554209$)

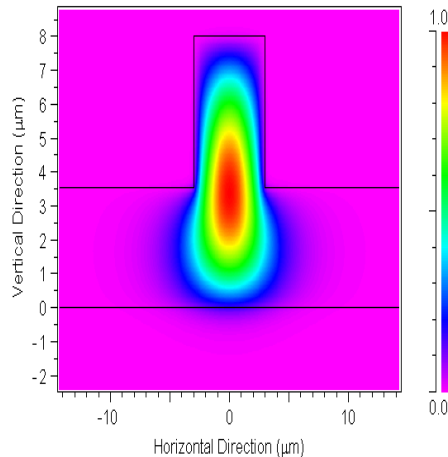


$$\lambda = 0.82 \mu\text{m} \quad H=8 \mu\text{m} \quad W=3.953 \mu\text{m} \quad D=4.448 \mu\text{m}$$

Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{\text{eff}}=1.557087$)



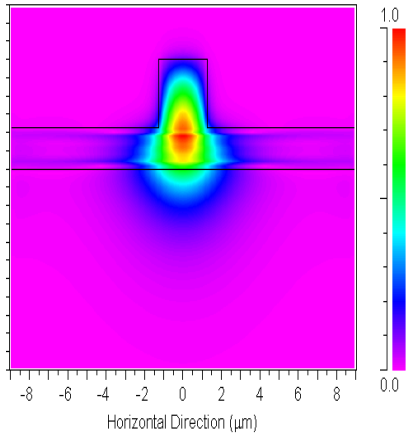
Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{\text{eff}}=1.557096$)



$$^2 \lambda = 1.55 \mu\text{m} \quad H=3 \mu\text{m} \quad W=2.526 \mu\text{m} \quad D=1.852 \mu\text{m}$$

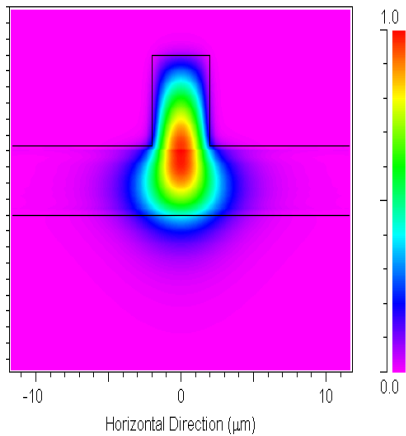
Polarisation Quasi-TE

Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{\text{eff}}=1.498129$)



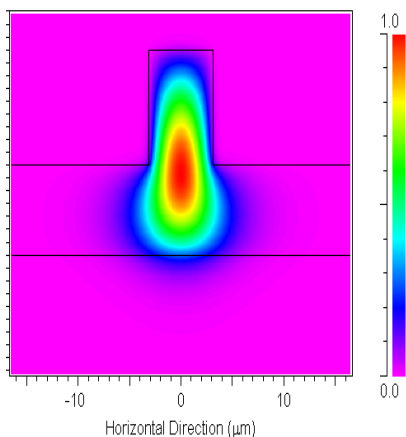
$$\lambda = 1.55 \mu\text{m} \quad H=5 \mu\text{m} \quad W=3.981 \mu\text{m} \quad D=2.834 \mu\text{m}$$

Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{\text{eff}}=1.540999$)



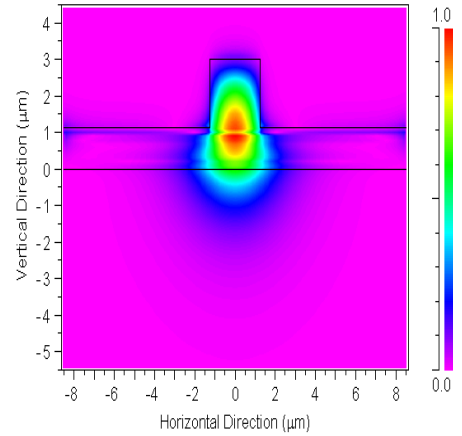
$$\lambda = 1.55 \mu\text{m} \quad H=8 \mu\text{m} \quad W=6.243 \mu\text{m} \quad D=4.493 \mu\text{m}$$

Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{\text{eff}}=1.549014$)



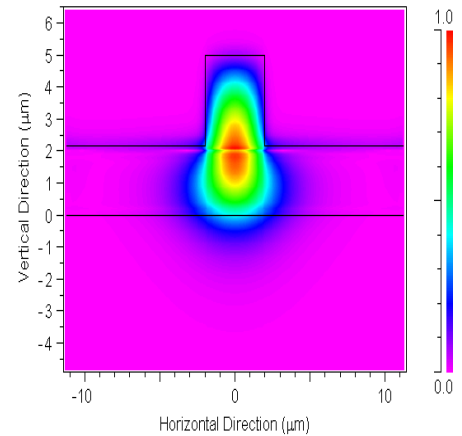
Polarisation Quasi-TM

Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{\text{eff}}=1.498848$)



$$\lambda = 1.55 \mu\text{m} \quad H=5 \mu\text{m} \quad W=3.981 \mu\text{m} \quad D=2.834 \mu\text{m}$$

Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{\text{eff}}=1.532165$)



$$\lambda = 1.55 \mu\text{m} \quad H=8 \mu\text{m} \quad W=6.243 \mu\text{m} \quad D=4.493 \mu\text{m}$$

Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{\text{eff}}=1.549052$)

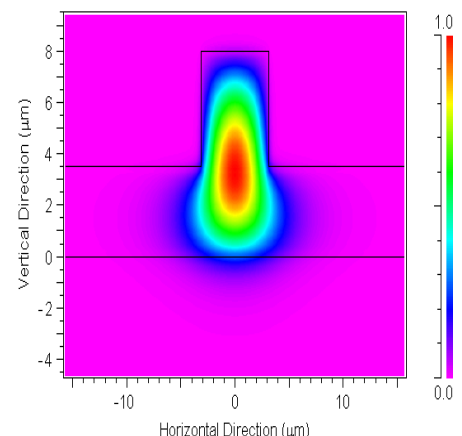


Figure IV.7 : Confinement de l'intensité dans le guide pour les polarisations *TE* et *TM*.

- Influence des paramètres optiques

La hauteur initiale est fixée à $H = 3\mu\text{m}$, cette dimension a été choisie afin de préserver le dispositif aussi large que possible pour la facilité du couplage de la lumière au dispositif, les indices effectifs des modes fondamentaux TE et TM ont été calculés, en fonction de la variation de la largeur w et le paramètre r pour la longueur de télécommunication $1.55\mu\text{m}$.

Premièrement, la hauteur H du guide est fixée à $3\mu\text{m}$, les calculs sont effectués en faisant varier la largeur w . Une série de simulation est effectuée pour des valeurs données de la gravure D à partir desquelles nous avons tracé la biréfringence de l'indice effectif ΔN du guide en fonction du paramètre w (figures IV.8, IV.9 et IV.10) [90]. Ces figures présentées illustrent la variation de la biréfringence ΔN en fonction du paramètre w pour différentes valeurs de D pour les différents indices de réfraction de la matrice hôte (figures IV.8, IV.9 et IV.10).

N.B : La profondeur de gravure D est inversement proportionnelle avec la valeur de r . Il est donc important du point de vue technologique, de diminuer la valeur du paramètre D pour faciliter la gravure et par conséquent préciser bien les dimensions du guide considéré, Etant donné qu'il est difficile de procéder à la gravure d'un guide très fin, la largeur du guide ne doit pas être trop petite.

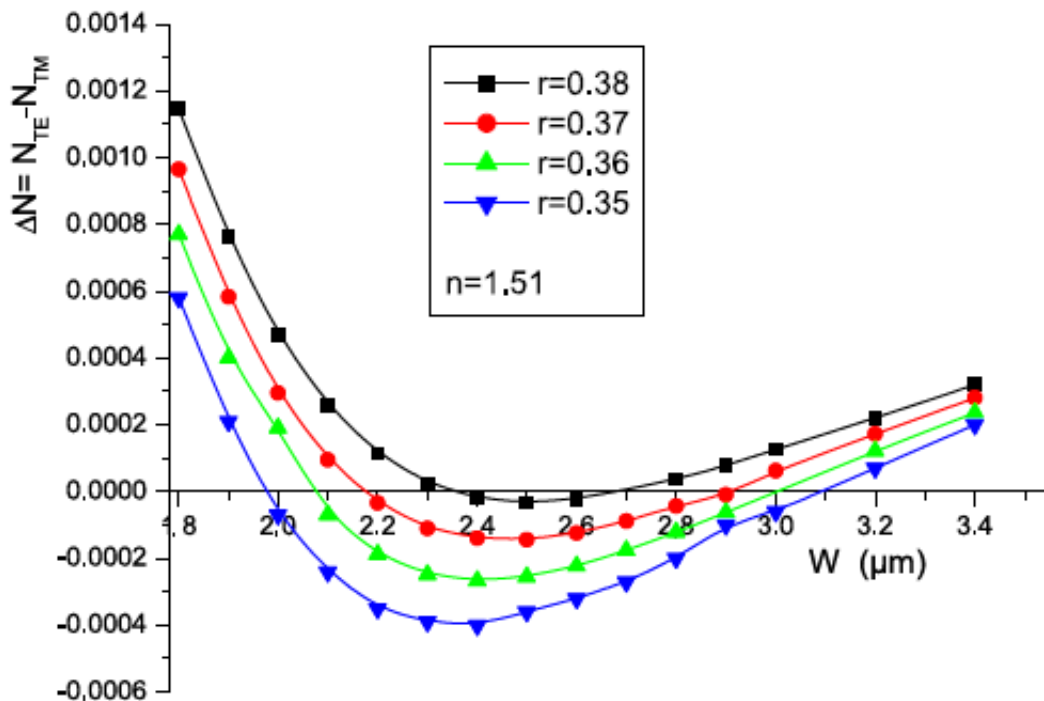


Figure IV.8 : Variation de la biréfringence ΔN en fonction du paramètre w pour l'indice de réfraction de la matrice hôte $n=1.51$ à $\lambda=1.55\mu\text{m}$ [90].

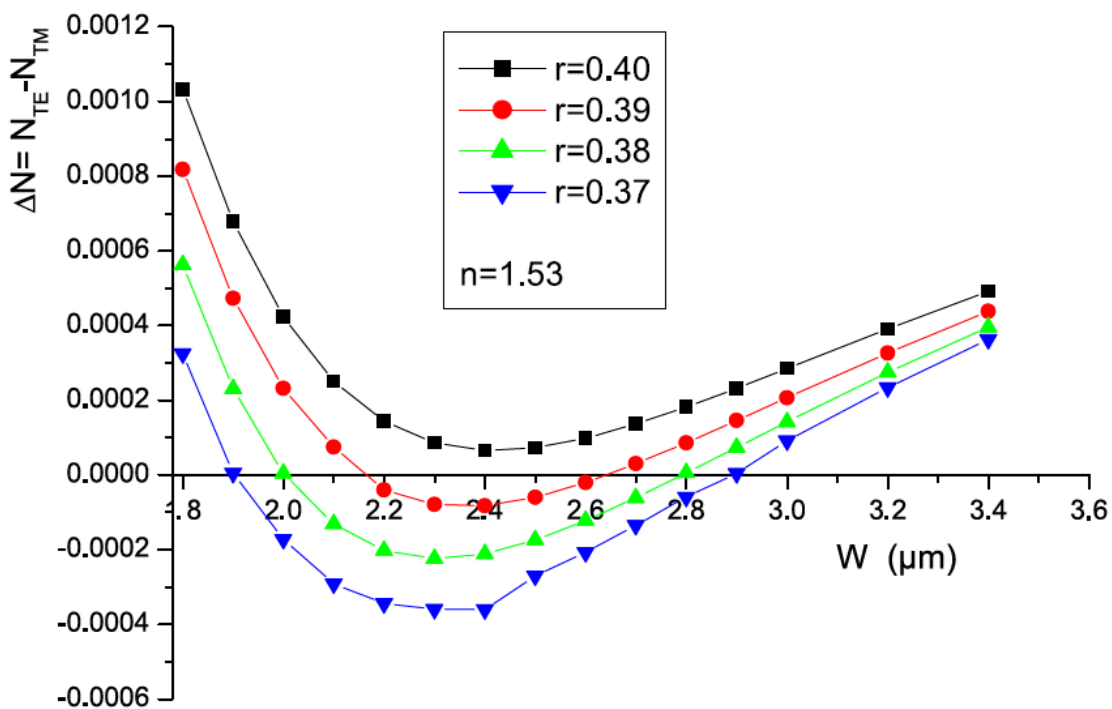


Figure IV.9 : Variation de la biréfringence ΔN en fonction du paramètre w pour l'indice de réfraction de la matrice hôte $n=1,53$ à $\lambda=1,55\mu\text{m}$ [90].

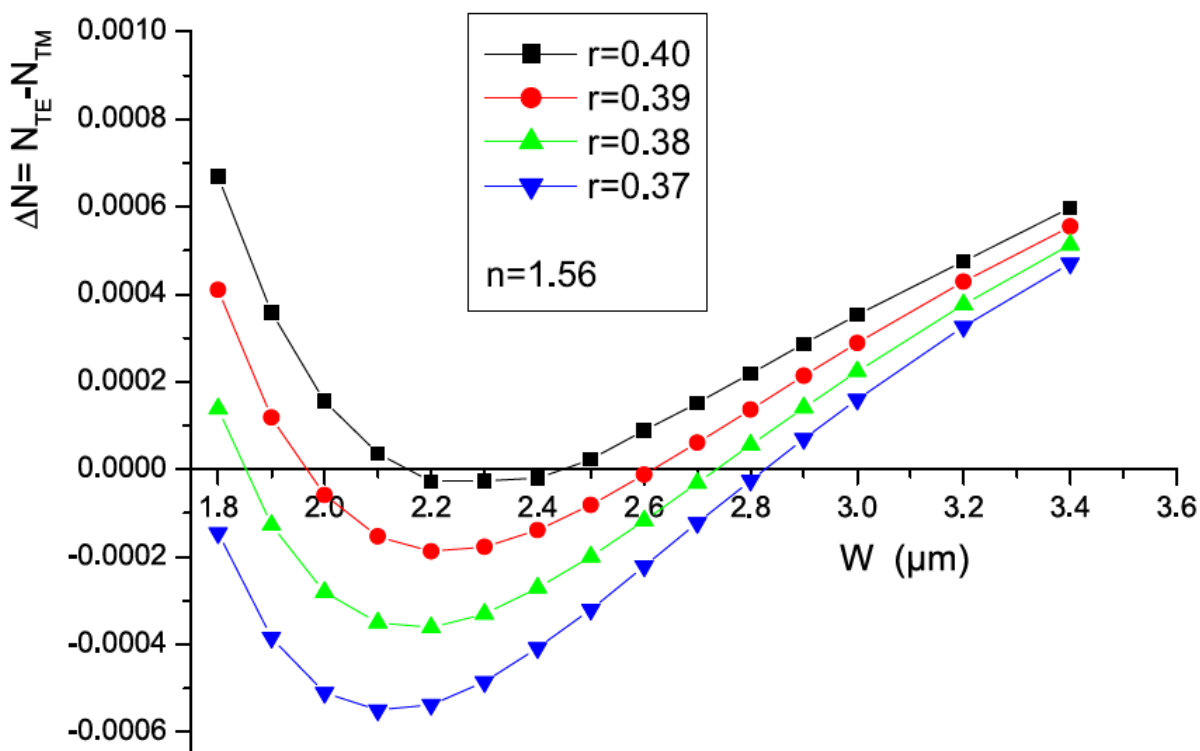


Figure IV.10 : Variation de la biréfringence ΔN en fonction du paramètre w pour l'indice de réfraction de la matrice hôte $n=1,56$ à $\lambda=1,55\mu\text{m}$ [90].

Nous remarquons qu'il existe deux valeurs de la largeur du guide pour les quelles la biréfringence peut s'annuler, cette annulation est établie pour des guides d'onde fortement et faiblement gravés. Nous pouvons déjà voir que le signe de la biréfringence s'inverse pour la longueur d'onde du guide considéré.

Les figures IV.8, IV.9 et IV.10 montrent le tracé de cette biréfringence en fonction de la largeur w aux différents valeurs du paramètre r , pour $n = (1,51, 1,53 \text{ et } 1,56)$.

Tous les points d'intersection avec l'axe de biréfringence-zéro sont utilisés pour étudier l'influence de la largeur w sur la profondeur de gravure, et qui correspondent à une biréfringence nulle pour la hauteur du guide d'onde $3\mu\text{m}$ et la longueur d'onde de télécommunications. Nous avons ainsi évalué la constante de propagation et la profondeur de gravure D pour les deux polarisations fondamentaux TE et TM , pour des largeurs différentes w du guide d'onde, afin d'obtenir l'accord de phase souhaité.

Les résultats montrent que pour des valeurs supérieures du paramètre r (ou valeurs plus petites de la profondeur de gravure D), la biréfringence reste toujours positive.

Nous pouvons voir que si la biréfringence d'indice effectif est nulle, le paramètre de gravure est maximum (la profondeur de gravure D est minimale), c'est un paramètre important car du point de vue technologique, il est facile de réaliser un guide peu gravé. Il est clairement constaté que le paramètre r , correspondant à la condition d'accord de phase, augmente (ou la profondeur de la gravure diminue) en fonction de la diminution de la longueur d'onde. Le maximum de r (correspondant au minimum de la profondeur de la gravure) est respecté pour chaque courbe. L'intersection des courbes avec l'axe de zéro indique que les deux polarisations TE et TM ont le même indice effectif.

Ensuite, il est nécessaire de concevoir un guide d'onde mono-mode qui est une exigence importante pour les dispositifs optiques, car tout type de dispositif intégré optique, actif et passif, est conçu pour travailler avec le mode fondamental de propagation pour une utilisation avec des fibres optiques.

En supposant que les tolérances de fabrication de 10nm de la profondeur de gravure et d'une rotation de Faraday de $200^\circ/\text{cm}$, ce qui conduit à un changement dans le taux de conversion d'environ de 2%, ce qui est tout à fait acceptable.

Dans un premier temps, la hauteur H , le paramètre de gravure D et la hauteur h du guide d'ondes ont été fixés tout en augmentant la largeur des guides d'onde w pour trouver la coupure monomode-multimode. L'itération de la simulation est répétée avec différentes valeurs de la hauteur h des guides d'onde et le rapport r ($r=h/H$), nous augmentons

progressivement la largeur du guide d'onde jusqu'à l'apparition du second mode de propagation et nous déterminons alors la largeur maximale w_{max} des guides mono-mode pour les deux polarisations TE et TM .

Pour plus de détails concernant l'effet de l'indice de réfraction sur la biréfringence, nous traçons dans la figure IV.11, l'influence de la largeur du guide d'ondes sur la biréfringence de divers indices de réfraction à la longueur d'onde de $\lambda=1,55\mu m$, tout en maintenant la profondeur de gravure constante au cours de la simulation. Nous constatons que la biréfringence modifie le signe pour tous les indices et devient plus négatif pour le plus grand indice et donc le rendre à nouveau à zéro, la largeur de la couche doit donc être augmenté.

Sur les figures IV.8, IV.9 et IV.10, tous les points de la largeur du guide, dont les indices effectifs des modes fondamentaux des guides d'onde *quasi-TE* et *quasi-TM* sont égaux, sont utilisés pour étudier l'influence de la largeur du guide d'onde sur la profondeur de gravure D , correspondant à $\Delta N=0$. La variation de la profondeur de gravure est représentée sur la figure IV.12 et elle est approximée par un polynôme du second ordre, et nous ajoutons également des données à zéro biréfringence simulées pour les valeurs des indices de réfraction du guide de 1,52, 1,55 et 1,57, et nous observons des tendances similaires pour tous les indices de réfraction (figure IV.11).

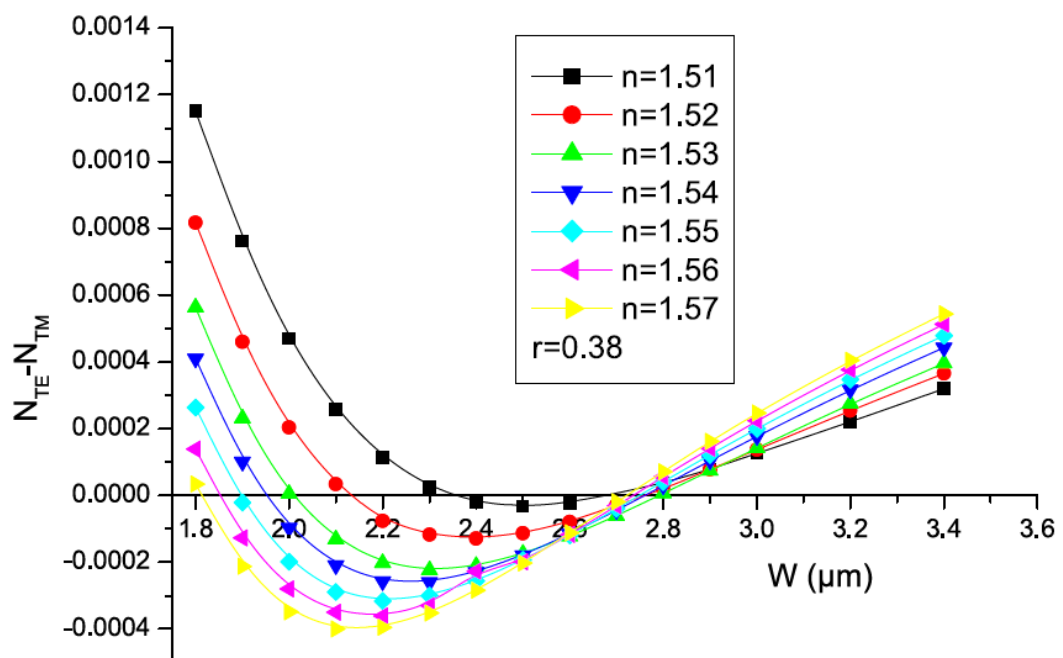


Figure IV.11 : Variation de la biréfringence ΔN en fonction du paramètre w pour $r=0,38$ pour différentes valeurs de l'indice de réfraction à $\lambda=1550nm$ [90].

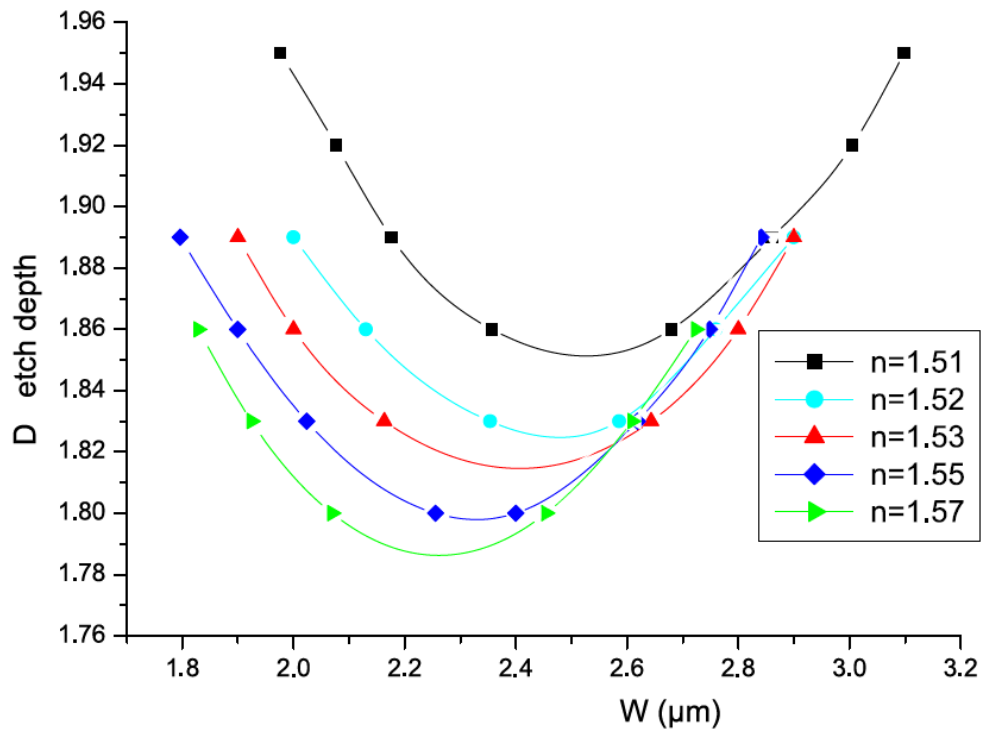


Figure IV.12 : Variation de la profondeur de gravure D en fonction du paramètre w à zéro biréfringence, pour les indices de réfraction de la matrice hôte $n = (1,51, 1,52, 1,53, 1,55 \text{ et } 1,57)$ à $\lambda = 1550 \text{ nm}$ [90].

Dans la figure IV.12, nous pouvons aussi dire qu'il est clair de constater que si l'indice de réfraction n augmente, la profondeur de gravure D diminue, ce qui peut être observé que pour tous les points de données à zéro biréfringence est la chose la plus importante. Le plus important à noter, est qu'il y ait un minimum de la profondeur de gravure D_{min} pour chaque guide d'onde parce que sa fabrication est facile à réaliser lorsque la profondeur de gravure est faible. Si nous considérons que la relation entre la profondeur de gravure minimale et la hauteur du guide H est approximativement linéaire, alors l'expression décrivant ces deux paramètres, pour un indice de réfraction du guide utilisé, afin de prédire une biréfringence nulle, est donnée par :

$$D_{min} = 0,24 + 0,54 * H[\mu\text{m}] \text{ pour } \lambda = 1550 \text{ nm} \quad (\text{IV.8})$$

La représentation de cette relation (équation IV.8) est reportée sur la figure IV.13.

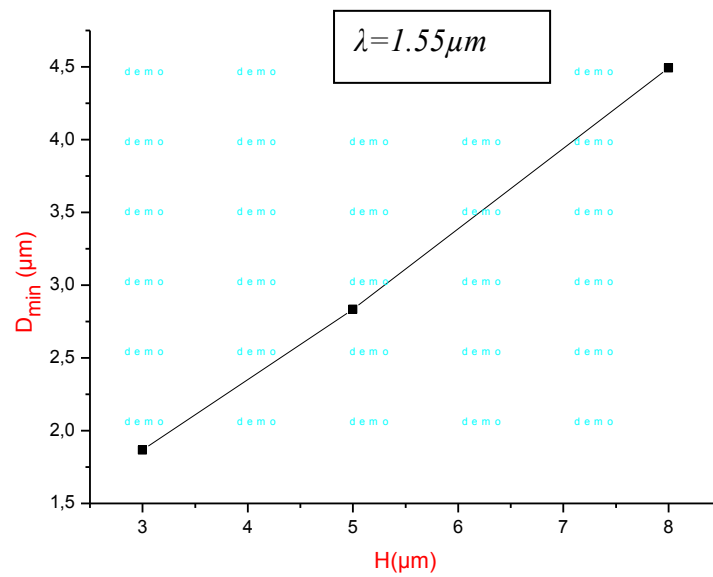


Figure IV.13: Variation de D_{min} en fonction de H .

IV.2.2. Répartition du champ

Le confinement de l'intensité dans le guide d'onde pour des polarisations TE et TM pour quatre indices différents ($1,53$, $1,54$, $1,56$ et $1,57$) à $\lambda=1550nm$ est représentée sur la figure IV.14. Le champ TE se dilate légèrement plus mince dans la région active, en effet, il est plus important aussi bien que l'indice de réfraction est réduit. Le mode TM semble être mieux confiné dans la partie centrale du guide d'onde [89]. Etant donné que le guide d'onde en arête rib assure un confinement de la lumière dans les deux directions, les pertes sont faible set les composantes des champs E et H sont assez confinées (figure IV.14). Nous constatons donc qu'un meilleur confinement du mode dans le guide est traduit par l'augmentation de la largeur du guide.

Il est donc possible de produire des guides d'onde à biréfringence nulle et avec le caractère mono-mode simultanément pour certaines géométries, pour des guides fortement gravés. Il ya plus de choix pour les dimensions des guide remplissant les deux conditions simultanément à la longueur d'onde de télécommunication $\lambda=1550nm$.

Similairement au calcul précédent, à $H=3\mu m$, d'autres valeurs pour la hauteur H sont également utilisés dans la simulation pour montrer l'influence de ce paramètre sur la biréfringence modale et le caractère mono-mode des guides d'ondes.

L'augmentation du rendement du profil d'indice de réfraction des modes TE et TM dans le guide d'ondes est similaire à celui trouvé en pratique.

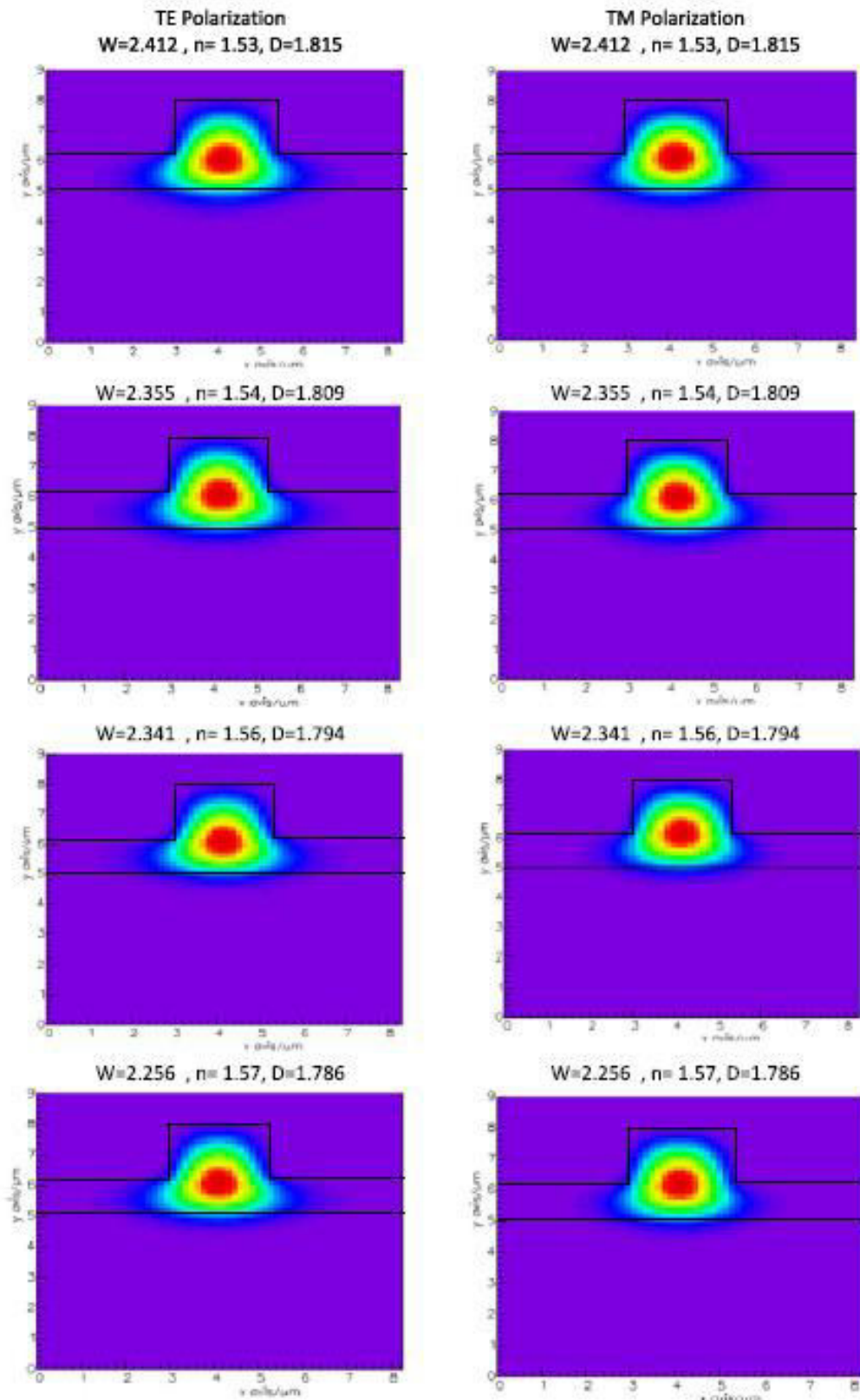


Figure IV.14 : Confinement de l'intensité dans le guide d'onde pour les polarisations *TE* et *TM* pour les quatre indices différents (1,53, 1,54, 1,56 et 1,57) à $\lambda=1550\text{nm}$.

IV.2.3. Etude de l'influence de la longueur d'onde

L'influence de la longueur d'onde sur les paramètres géométriques (hauteur, largeur et profondeur de gravure) est représentée sur la figure IV.15.

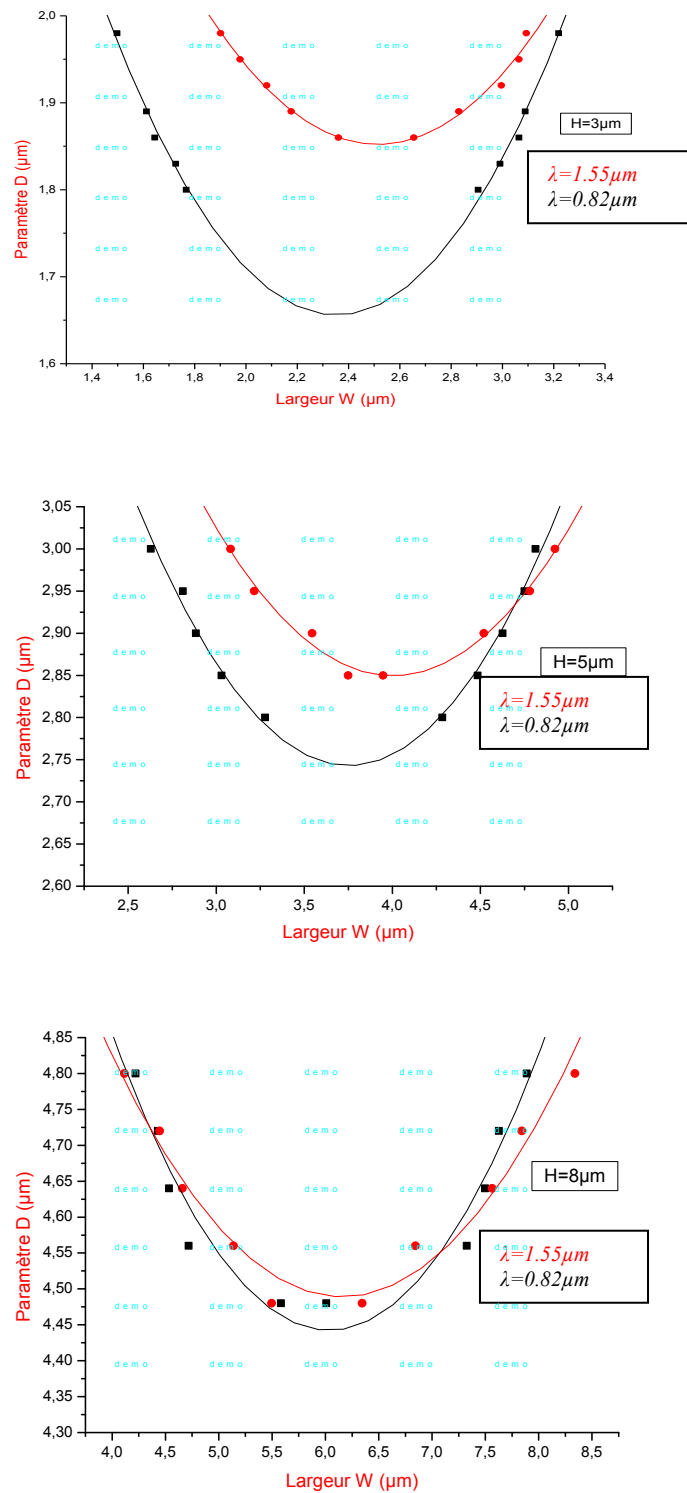


Figure IV.15 : Influence de la longueur d'onde sur les paramètres géométriques.

Nous remarquons que la courbe pour $\lambda=0.82\mu m$ est en dessous de celle pour $\lambda=1.55\mu m$, alors, plus λ est petite, plus la profondeur de gravure D diminue. Nous constatons aussi, que pour $\lambda=0.82\mu m$ la courbe est décalée vers la droite par rapport à celle pour $\lambda=1.55\mu m$. Donc, lorsque λ diminue, la largeur w augmente.

Par ailleurs, nous pouvons remarquer que pour une hauteur du guide $H=8\mu m$, les deux courbes sont presque identiques, c'est à dire la longueur d'onde n'influence pas les guides d'onde à hauteur H élevée.

Donc nous pouvons dire, que le fait de diminuer la longueur d'onde λ , implique un bon confinement dans le guide.

IV.3. CONVERSION DE MODE

IV.3.1. Effet des paramètres géométriques sur le taux de conversion

Le guide d'onde étudié est de structure rib, de couche diélectrique de SiO_2/TiO_2 , réalisé par la voie sol-gel et dopé par des nanoparticules magnétiques de ferrite de cobalt $CoFe_2O_4$ avec une concentration $\phi(\%) = 1\%$ à $\lambda=1550nm$, ce qui donne pour les éléments non diagonaux $n_{xy} = \mp i * 0.016$, et un indice de réfraction $n = 1.502$.

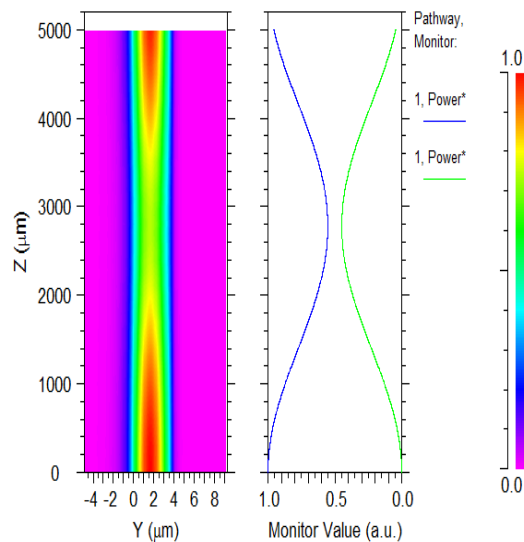


Figure IV.16 : Conversion de mode $TE-TM$: Intensité du champ de mode $TE-TM$ dans le plan (YZ) , pour $\phi(\%) = 1\%$, avec $\Delta N \approx 0.0075$.

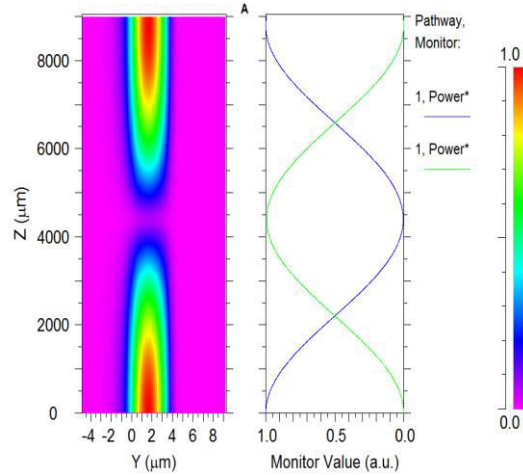


Figure IV.17 : Conversion de mode TE - TM : Intensité du champ de mode TE - TM dans le plan (YZ) , pour $\phi(\%) = 1\%$, avec $\Delta N \approx 0$.

Les résultats de simulation sont illustrés sur les deux figures IV.16 et IV.17 pour $\Delta N \approx 0.0075$ et $\Delta N \approx 0$ respectivement, ces figures représentent la conversion de mode TE - TM par deux présentations. (a) représente l'intensité du champ de mode TE - TM dans le plan (YZ) , et (b) représente le rapport de l'intensité lumineuse normalisée du mode TM créé par l'intensité du mode TE injecté pour le mode fondamental.

La conversion de mode TE - TM passe par un maximum pour une longueur de propagation L_C . Ce maximum, comme nous avons vu dans le premier chapitre, se répète périodiquement. Ces figures montrent l'augmentation du taux de conversion de mode et l'intensité lumineuse normalisée entre ces deux structures rib de $\Delta N \approx 0.0075$ et $\Delta N \approx 0$. Cette augmentation est due à la diminution de la biréfringence modale dans la structure rectangulaire avec l'étude de la géométrie de la structure.

IV.3.2. Effet de la concentration des nanoparticules dans la couche guidante

Pour étudier l'influence de la concentration de la couche guidante sur la conversion de mode, nous utilisons le tableau IV.3 qui résume les valeurs des paramètres utilisés en simulation pour deux concentrations 2.04% et 3%. Dans ce dernier, nous rapportons les valeurs de la rotation de Faraday et les éléments hors diagonaux correspondants pour les deux concentrations des nanoparticules magnétiques.

Tableau IV.3 : Valeurs de θ_F et ε_{xy} en fonction de la concentration $\phi(\%)$.

$\phi(\%)$	θ_F ($^\circ/cm$)	$Im(\varepsilon_{xy}) = n \cdot \theta_F \cdot \lambda / \pi$	$Im(n_{xy})$
3	610	$2,017 \cdot 10^{-4}$	0,055
2,04	420	$5,46 \cdot 10^{-4}$	0,023

Les figures IV.18 et IV.19 montrent que la concentration de la couche guidante de la structure rib influe directement sur les éléments non diagonaux ε_{xy} , et donc sur le taux de conversion R .

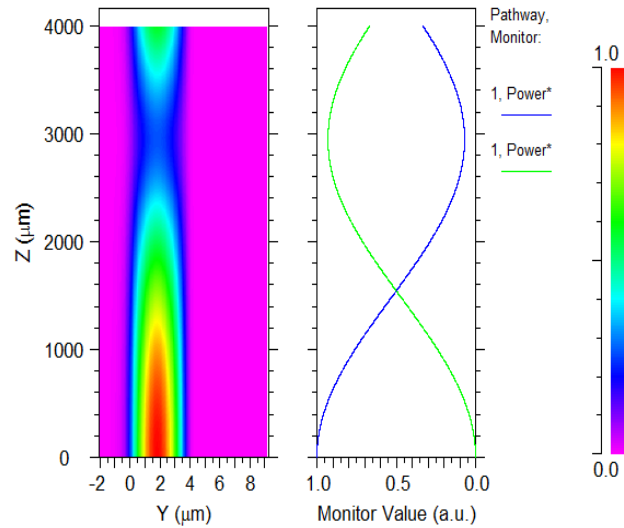


Figure IV.18 : Conversion de mode TE - TM : Intensité du champ de mode TE - TM dans le plan (YZ) , pour $\phi(\%) = 2,04\%$.

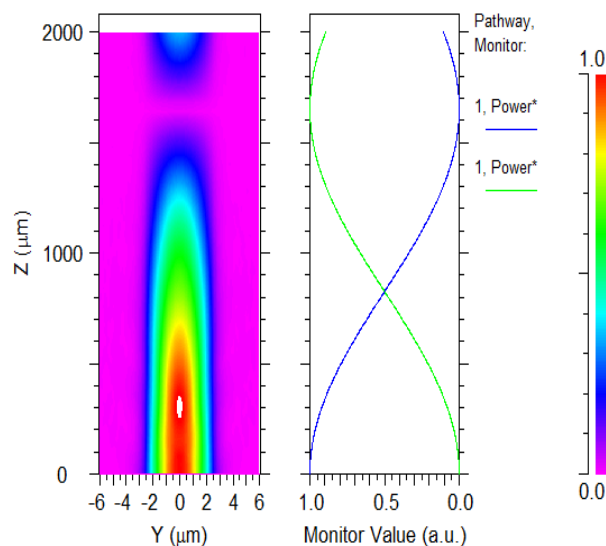


Figure IV.19 : Conversion de mode TE - TM : Intensité du champ de mode TE - TM dans le plan (YZ) , pour $\phi(\%) = 3\%$.

Sur le tableau IV.4, nous avons reporté le taux de conversion maximal normalisé du mode fondamental TE_0 en fonction de la longueur d'onde pour trois concentrations de nanoparticules de ferrite de cobalt. Plus la concentration est élevée, plus le couplage des modes s'éloigne de l'entrée du guide.

Tableau: Longueur de couplage L_C mode fondamental pour différents dopages.

Dopage ϕ (%)	n_{xy}	Longueur de couplage L_C (μm)
1.50	0.016	4500
2.04	0.023	3000
3	0.055	1700

CONCLUSION

L'objectif de cette étude est d'exploiter des couches minces constituées de sol-gel afin de minimiser la valeur de la biréfringence de mode. Nous savons, tout d'abord qu'un guide isotrope asymétrique présente une différence d'indice effectif $N_{TE}-N_{TM}$, due à la dissymétrie créée par la présence de l'air d'un côté de la couche et du substrat. Nous parlons de biréfringence géométrique notée $\Delta N_{géo}$.

Une analyse de la biréfringence modale entre les modes guidés TE et TM dans des guides d'onde SiO_2/ZrO_2 et SiO_2/TiO_2 dopés par le ferrite de cobalt est présentée à l'aide du programme solveur de modes pour fournir des prédictions théoriques des géométries du guide d'ondes pour aboutir à des guides à zéro- biréfringence et à caractère monomode. Les valeurs de la profondeur de gravure, de la largeur et de la hauteur, ont été déterminées pour concevoir des guides d'ondes remplissant les deux conditions en même temps aux longueurs d'onde $0.820\mu\text{m}$ et à celle de télécommunications $1.55\mu\text{m}$.

Dans le guide d'ondes rib, nous avons démontré que la condition de zéro biréfringence est valable uniquement pour les guides d'ondes fortement gravés, et nous avons constaté qu'il y a plus de choix pour les dimensions des guide d'ondes remplissant les deux conditions simultanément à la longueur d'onde de télécommunications $\lambda=1550\text{nm}$. Dans l'avenir, un tel matériau peut trouver une large application dans les dispositifs optoélectroniques, et peut être intéressant de réaliser des guides d'ondes en cristaux magnéto photoniques.

Conclusion générale

Conclusion générale

L'effet magnéto-optique est important pour une variété d'applications, une de ses particularités est sa non-réciprocité. Les propriétés optiques des dispositifs non réciproques sont différentes pour les deux directions opposées de propagation de la lumière. Comme l'effet non réciproque ne peut se produire que dans des matériaux magnéto-optiques, il est à noter que les dispositifs non réciproques, à l'image des isolateurs et des circulateurs optiques, qui reposent sur l'emploi de matériaux magnéto-optiques, sont des éléments clés pour l'intégration optoélectronique et photonique, en particulier dans les télécommunications optiques.

Les isolateurs actuels exploitent la non-réciprocité des effets magnéto-optiques pour empêcher le passage de la lumière que dans un sens de propagation. Ils ont pour rôle la protection des éléments optiques contre la lumière de retour. Pour assurer sa fonction, l'isolateur optique doit se mettre en aval d'une source laser. Quant à son élaboration, elle constitue aujourd'hui un verrou à la fois technologique et conceptuel.

Le principe de fonctionnement de ce composant repose sur l'effet magnéto-optique (effet Faraday, effet Kerr transverse). L'effet Faraday est habituellement utilisé dans les isolateurs à base de matériaux massifs mais nécessite l'utilisation de polariseurs et l'effet magnéto-optique Kerr transverse permet d'accéder à des effets non-réciproques en optique guidée en l'absence de polariseurs intégrés.

La recherche théorique et expérimentale de l'application des effets MO pour la réalisation d'un isolateur intégré remonte aux années 80 dont plusieurs matériaux MO ont été développés. Ces matériaux MO se divisent en deux grandes familles: les métaux ferromagnétiques (Fe, Co, Ni, alliages, etc.) et les oxydes magnétiques (grenats, pérovskite, etc.). Le choix du matériau MO et du procédé technologique d'intégration dans les circuits photoniques est une des étapes principales de la conception de l'isolateur optique intégré, qui nécessite actuellement la recherche d'un compromis entre performance et technologie.

Dans ce sens, le présent travail de thèse, a principalement pour objectif la réalisation de la conversion de mode dans des couches minces, dopées à l'aide de nanoparticules magnétiques et élaborées par voie *sol-gel*, et ce pour avoir un bon confinement de la lumière dans la couche magnéto-optique d'une part, et un maximum de rendement de conversion modale TE-TM d'autre part. Cela nécessite la réalisation de couches magnéto-optiques possédant une forte activité magnéto-optique, avec un minimum de biréfringence modale.

Dans le cadre de notre projet et dans le but de trouver les conditions optimales pour l'élaboration des composants non réciproques intégrés satisfaisant une biréfringence modale faible favorisant et une bonne qualité optique, nous avons procédé à la variation des dimensions du guide (largeur ; w , hauteur ; h) et de l'indice du film guidant (n_f) pour les deux structures du guide (rectangulaire et rib) dédiés aux applications télécoms.

En effet, le présent travail porte sur l'étude des propriétés opto-géométriques des guides d'onde élaborés par la voie *sol-gel*, et ce, pour montrer la réalisabilité de tels guides pouvant conduire à l'élaboration de couches minces guidantes d'excellente qualité optique.

Le choix du procédé sol-gel issue de la chimie douce, est justifié par la facilité de sa mise en œuvre et l'absence de recuit à haute température. Il permet également de réaliser des guides d'ondes de bonne qualité optique possédant un bas indice pour une épaisseur variant de 2 à 5 μm , ce qui facilite la connectique avec des fibres optiques. De plus, la matrice sol-gel hybride présente deux avantages, il s'agit de : contraintes intrinsèques relativement faibles, et possibilité d'y insérer des nanoparticules magnétiques, ce qui permet d'acquérir de nouvelles fonctionnalités magnéto-optiques. Guidés par ces avantages, dans notre cas, nous avons utilisé des nanoparticules de maghmite pour le dopage.

Au cours du premier chapitre, et après une description présentative des interactions magnéto-optiques en configuration guidée, nous avons présenté le cadre de notre travail et situé ses objectifs, en donnant un état de l'art portant sur les différents travaux théoriques et expérimentaux pour l'étude et la réalisation de composants non-réciproques intégrés, notamment l'isolateur optique.

Le second chapitre a été consacré à la description des différentes étapes de l'élaboration des couches minces par la voie *sol-gel*. Il s'agit des différentes réactions chimiques aboutissant à la formation d'une matrice mixte $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$, dont les nanoparticules magnétiques de maghmite sont introduites dans sa préparation sous forme de ferrofluide. Ainsi, le dépôt nécessite un dispositif de *dip-coating* possédant la particularité de placer l'échantillon sous l'influence d'un champ magnétique.

Dans les deux derniers chapitres, nous avons présenté les résultats les plus importants de notre travail pour les deux types des guides d'ondes magnéto-optiques (rectangulaire et en arête). En ce qui concerne les 1^{ères} parties des deux chapitres, nous avons présenté les résultats obtenus sur l'étude de l'influence des paramètres opto-géométriques de la couche magnéto-optique. Dans cette partie nous avons démontré que l'indice de réfraction de nos couches minces peut être modulable entre 1,51 à 1,58 à la longueur d'onde 1550nm. Dans la deuxième

partie de chaque chapitre, les résultats de simulation relatifs à l'étude de la conversion de mode dans notre dispositif magnéto-optique sont présentés. Les points développés en parties 1 et 2 montrent que la réalisation d'un convertisseur de mode $TE-TM$, ainsi que la réalisation d'un isolateur optique compatible avec la technologie de l'optique intégré sur verre, sont envisageables par l'utilisation d'un matériau composite.

Dans notre étude, nous avons optimisé les dimensions d'un guide d'ondes magnéto-optique, pour obtenir une valeur de biréfringence nulle entre les deux modes de propagation dans un film guidant. Cette condition est nécessaire dans un dispositif magnéto-optique. Nous avons également trouvé qu'il existe une seule valeur de la largeur du guide w pour laquelle la biréfringence peut s'annuler. Par ailleurs, nous avons calculé le rendement maximal qui assure le confinement d'un guide d'ondes optique traité. Pour le rendement maximal R_{max} , nous avons obtenu des résultats pour différentes dimensions géométriques (largeurs, hauteurs) et différents indices du film du guide d'onde optique. Au vu des résultats obtenus, nous avons enregistré que le rendement maximal dépend de la hauteur, la largeur et l'indice de réfraction du film guidant et que la structure étudiée supporte des modes assez confinés et donc de faibles pertes. Les résultats ainsi obtenus sont très satisfaisants et cohérents avec les travaux rapportés dans la littérature, et les objectifs fixés dans le cadre de cette étude sont atteints.

S'agissant de la dernière partie, il est à noter que l'étude de la rotation de polarisation dans un guide d'onde magnéto-optique anisotrope dopé par des nanoparticules magnétiques (dans les deux cas : $\phi=1\%$ et $\phi=2\%$), présente des résultats appréciables, montrant que : la rotation de polarisation est directement proportionnelle à l'accroissement de la dose de dopage, et inversement proportionnelle à la longueur caractéristique $Z(\mu m)$.

Enfin, les travaux effectués dans le cadre de cette thèse de doctorat, montrent la réalisabilité des guides d'onde magnéto-optiques à bas indice sur des substrats classiques combinant une forte rotation Faraday et une faible biréfringence modale par la technique sol-gel, et comme axe future de recherche, nous préconisons à :

- étudier d'autres types et structures de guides d'ondes, à l'image des guides d'ondes à échange d'ions, et des guides d'ondes à cristaux magnéto-photoniques.
- doper les couches avec d'autres nanoparticules additives avec dépôt sous champ magnétique, tout en procédant au bon choix des paramètres géométriques pour l'obtention de l'accord de phase et l'optimisation de la conversion des modes.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

- [1] Azzedine Boudrioua, «Photonic Waveguides: Theory and Applications», Editor: Pierre-Noël Favennec, 27 Jan 2010, Print ISBN: 9781848210271.
- [2] Abdesselam Hocini, «Etude des guides d'ondes magnéto-optiques sol-gel en couches minces pour l'application en optique intégrée», thèse de doctorat, Université Mentouri de Constantine, 02/07/2008.
- [3] Toufik Boudiar, «Elaboration de couches minces de YIG par pulvérisation cathodique RF pour des applications dans les domaines optique et hyperfréquence», thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Étienne - France, 2004.
- [4] Liubov Magdenko, «Conception et réalisation de composants non-réciproques planaires à base de matériaux magnéto-optiques», thèse de doctorat, Université de Paris-Sud 11 - France, 2010.
- [5] Kai Chang, Handbook of microwave and optical components-Fiber and Electro-Optical Components. John Wiley and Sons, 1991.
- [6] F. Fares, «Simulation des phénomènes de propagation dans un guides d'ondes rectangulaire à l'aide du logiciel Fimmwave», Mémoire de magister, Université Mentouri de Constantine, 2003.
- [7] H. Amata, «Faisabilité d'un isolateur optique intégré sur verre», thèse de doctorat, Université de Saint-Étienne - France, 2012.
- [8] Lebbal mohamed redha, «L'accord de phase entre deux modes TE-TM dans un guide d'onde magnéto-optique», Mémoire de magister, Université Mentouri de Constantine, 2004.
- [9] J. P. Castéra, «Effets et matériaux magnéto-optiques», Techniques de l'Ingénieur, vol. E1 960.
- [10] J. P. Castéra, «Applications de la magnéto-optique», Techniques de l'Ingénieur, vol. E1 962, pp. 1-14, 1997.
- [11] N. Bahlmann, M. Lohmeyer, Zhuromskyy, O, H. Dötsch et P. Hertel, «Integrated magneto-optic Mach-Zehnder interferometer isolator for TE modes», Electron Lett., vol. 34, n°22, pp. 2122-2123, 1998.
- [12] F. Choueikani, «Etude des potentialités de couches minces sol-gel dopées par des nanoparticules magnétiques pour la réalisation de composants magnéto-optiques intégrés», thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Étienne-France, 2008.
- [13] Y. Ikezawa, K. Nishimura, H. Ushida et M. Inoue, «Preparation of two-dimensional magneto-photonic crystals of bismuth substitute yttrium iron garnet materials», Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vols. 272-276, pp. 1690-1691, 2004.

- [14] M. Vonwolleghem, W. V. Parys, D. V. Thourhout, R. Baets, F. Lelarge, O. Gauthier-Lafaye, B. Thedrez, R. Wirix-Speetjens et L. Lagae, «Experimental demonstration of nonreciprocal amplified spontaneous emission in a CoFe clad semiconductor optical amplifier for use as an integrated optical isolator», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, pp. 3980-3982, 2004.
- [15] J. Fujita, R. Gerhardt et L. Eldada, «Hybrid-integrated optical isolators and circulators», *Proceeding SPIE*, San Jose, CA, USA, pp. 77-85, 2002.
- [16] M. Huang, et Z. C. Xu, «Wavelength and temperature characteristics of BiYbIG film/YIG crystal composite structure for magneto-optical applications», *Appl. Phys. A*, vol. 81, n°1, pp. 193-196, 2005.
- [17] S. Muto, T. Sakagami, Y. Sakane, A. Namazue, E. Nichei, et Y. Koike, «TE-TM mode converter using optically active polymer», *Opt. Rev.*, vol. 3, pp. 120-123, 1996.
- [18] S. Muto et Y. Tatsuzawa, «Optical functional waveguide devices using optically active polymers», *Poly. Adv. Tech.*, vol. 11, n°8-12, pp. 597-600, 2000.
- [19] V. Zayets, M. C. Debnath, et K. Ando, «Complete magneto-optical waveguide mode conversion in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ waveguide on GaAs substrate», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, n°4, pp. 565-567, 2004.
- [20] M. C. Debnath, V. Zayets, et K. Ando, «Enhancement of magneto-optical transverse electric–transverse magnetic mode conversion efficiency of (Cd,Mn)Te waveguide by graded-index clad layers», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, n°11, pp. 7181-7193, 2004.
- [21] S. A. Nikitov et Ph. Tailhades, «Optical modes conversion in magneto-photonic crystal waveguides», *Opt. Comm.*, vol. 199, pp. 389-397, 2001.
- [22] M. Inoue et F. Toshitaka, «A theoretical analysis of magneto-optical Faraday effect of YIG films with random multilayer structures», *J. Appl. Phys.*, vol. 81, n°8, pp. 5659-5661, 1997.
- [23] H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, M. Egawa, K. Nishimura, et M. Inoue, «Effect of optical losses on optical and magneto-optical properties of one-dimensional magneto-photonic crystals for use in optical isolator devices», *Opt. Comm.*, vol. 219, n°1-6, pp. 271-276, 2003.
- [24] M. Inoue, R. Fujikawa, A. Beryshev, A. Khanikaev, P. B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, et A. Granovsky, «Magneto-photonic crystals», *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 39, n°8, pp. R151-R161, 2006.
- [25] K. Postava, S. Visnovsky, M. Veis, V. Kolinsky, J. Pistora, D. Ciprian, P. Gogol, et P. Beauvillain, «Optimization of a magneto-optical integrated isolator», *J. Magn. & Magn. Mater.*, vols. 272-276, n°3, pp. 2319-2320, 2004.
- [26] M. Pascal, «Cristaux photoniques colloïdaux d'architecture contrôlée», thèse de doctorat, Université Bordeaux I - France, 2007.

- [27] M. C. Gonçalves, J. Bràs, et R. M. Almeida, «Process optimization of sol-gel derived colloidal photonic crystals», *J. Sol-Gel. Sci. Techn.*, vol. 42, pp.135-143, 2007.
- [28] R. F. Ziolo, E. P. Giannelis, B. A. Weinstein, M. P. O'horo, B. N. Ganguly, V. Mehrotra, M. W. Russell, et D. R. Huffman, «Matrix-mediated synthesis of nanocrystalline GGR-Fe₂O₃: a new optically transparent magnetic material», *Science*, vol. 257, n°5067, pp. 219-223, 1992.
- [29] F. Chaput, J.-P. Boilot, M. Canva, A. Brun, R. Perzynski, et D. Zins, «Permanent birefringence of ferrofluid particles trapped in a silica matrix», *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 160, n°1-2, pp. 177-179, 1993.
- [30] 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, INPG - France, 2004.
- [31] A. K. Zvezdin et V. A. Kotov, «Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials», Institute of Physics Publishing, 1997.
- [32] G. Grynberg, A. Aspect, et C. Fabre, «Introduction aux lasers et à l'optique quantique», Ellipses, Paris, 1997.
- [33] M. Lohmeyer, N. Bahlmann, O. Zhuromskyy, H. Dötsch, et P. Hertel, «Phase-matched rectangular magneto-optic waveguides for applications in integrated optics isolators: numerical assessment», *Optics Communications*, vol. 158, n°1-6, pp. 189-200, 1998.
- [34] K. van de Velde, H. Thienpond, et R. van Geen, «Extending the effective index method for arbitrarily shaped inhomogeneous optical waveguides», *Journal of lightwave technology*, vol. 6, n°6, pp. 1153-1159, 1988.
- [35] J. Fujita, M. Levy, R. U. Ahmad, R. M. Osgood Jr. , M. Randles, C. Gutierrez et R. Villareal, «Observation of optical isolation based on nonreciprocal phase shift in a Mach-Zehnder interferometer», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, n°7, pp. 998-1000, 1999.
- [36] A. F. Popkov, M. Fehndrich, M. Lohmeyer, et H. Dötsch, «Nonreciprocal TE-mode phase shift by domain walls in magneto-optic rib waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, n°20, pp. 2508, 1998.
- [37] H. Dammann, E. Pross, G. Rabe, W. Tolksdorf, et M. Zinke, «Phase matching in symmetrical single-mode magneto-optic waveguides by application of stress», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 49, pp. 1755, 1986.
- [38] A. Hocini, T. Boumaza, M. Bouchemat, F. Choueikani, F. Royer, et J.J. Rousseau, «Modeling and analysis of birefringence in magneto-optical thin film made by SiO₂/ZrO₂ doped with ferrite of cobalt», *Appl. Phys. B, Lasers and Optics*, vol. 99, n°3, pp. 553-558, May 2010.

- [39] K. Ando, N. Takeda, N. Koshizuka, et T. Okuda, «Annealing effects on growth-induced optical birefringence in liquidphase-epitaxial-grown bi-substituted iron garnet films», *J. Appl. Phys.*, vol. 57, n°4, pp. 1277–1281, 1985.
- [40] P.K. Tien, R. J. Martin, R. Wolfe, et R.C. Le Crow, «Switching and modulation of light in magneto-optic waveguides of garnet films », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, n°8, pp. 394-396, 1972.
- [41] M. Monerie, A. Leclert, P. Anizan, G. Moisan, et P. Auvray, «Dispositifs magneto-optiques en couches minces à accord de phase: Utilisation d'une double hétéroépitaxie de grenats ferrimagnétiques», *Optics Comm.*, vol. 19, n°1, pp. 143-146, 1976.
- [42] A. Yariv, «Coupled-mode theory for guided-wave optics», *IEEE J. Quant. Elect.*, vol. 9, n°9, pp. 919-933, 1973.
- [43] H. O. Gilbert, «Foundations of optical waveguides», Elsevier North Holland, 1981.
- [44] D. Jamon, «Etude et application des anisotropies optiques de gels de silice dopés par des nanoparticules magnétiques», thèse de doctorat, Université Jean Monnet de Saint-Étienne - France, 2000.
- [45] J. Castera et G. Hepner, «Isolator in integrated optics using the Faraday and Cotton-mouton effects», *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 13, n°5, pp. 1583-1585, 1977.
- [46] N. Sugimoto, H. Terui, A. Tate, Y. Katoh, Y. Yamada, A. Sugita, A. Shibukawa, et Y. Inoue, «A hybrid integrated waveguide isolator on a silica-based planar lightwave circuit», *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, n°11, pp. 2537-2546, 1996.
- [47] A. F. Popkov, M. Fehndrich, M. Lohmeyer, et H. Dötsch, «Nonreciprocal TE-mode phase shift by domain walls in magneto-optic rib waveguides», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, n°20, pp. 2508-2510, 1998.
- [48] J. Fujita, M. Levy, R. M. Osgood, L. Wilkens, et H. Dötsch, «Waveguide optical isolator based on Mach-Zehnder interferometer», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, n°16, pp. 2158-2160, April 2000.
- [49] J. Fujita, M. Levy, R.M. Osgood, L. Wilkens, et H. Dötsch, «2000 Polarization-independent waveguide optical isolator based on nonreciprocal phase shift», *IEEE Photon. Techn. Lett.*, vol. 12, n°11, p. 1510, 2000.
- [50] Azzedine Boudrioua. «Optique intégrée: théorie et application ». Lavoisier, 2006.
- [51] J. Krüger, R. Plass, M. Grätzel, et H. J. Matthieu, «Improvement of the photovoltaic performance of solid-state dye-sensitized device by silver complexation of the sensitizer *cis-bis(4,4'-dicarboxy-2,2'bipyridine)-bis(isothiocyanato)* ruthenium(II)», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, n°2, pp. 367-370, 2002.

- [52] J. Shen, Q. Zhang, J. Wang, T. Yang, Z. Deng, B. Zhou, et L. Chen, «Sol-Gel processing of zirconia coating for HR mirrors with high laser damage threshold», *J. Sol-Gel Sci. Tech.*, vol. 19, pp. 271-274, 2000.
- [53] B. S. Hong, J. H. Hana, S. T. Kima, Y. J. Choa, et M.S. Parka, «Endurable water-repellent glass for automobiles Sungb», *Thin Solid Films*, vol. 351, pp. 274-278, 1999.
- [54] Y. Chen, L. Jin, et Y. Xie, «Sol-Gel Processing of Organic-Inorganic Nanocomposite Protective Coatings», *J. Sol-Gel Sci. Tech.*, vol. 13, pp. 735-738, 1998.
- [55] R. J. Collins, H. Shin, M. R. DeGuire, A. H Heuer, et C. N Sukenik., «Low temperature deposition of patterned TiO₂ thin films using photopatterned self-assembled monolayers», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, n°6, pp. 860-862, 1996.
- [56] M. Fallet, «Couches minces de TiO₂-SiO₂ élaborées par procédé sol-gel: rôle du dopant (Fe, Co, Sn) et du traitement thermique», thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, France, 2002.
- [57] G. Zhang, et L. Meilin, «Effect of particle size and dopant on properties of SnO₂-based gas sensors», *Sens. Actuators B*, vol. 69, pp. 144-152, 2000.
- [58] S. Santucci, S. Di Nardo, L. Lozzi, M. Passacantando, et P. Picozzi, «XPS analysis on SiO₂ sol-gel thin film», *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.*, vol. 76, pp. 623-628, 1995.
- [59] A. C. Pierre, «Introduction aux procédés sol-gel», Septima, Paris, 1992.
- [60] F. J-H. Haussonne, «Les matériaux sol-gel et organimétalliques pour couches minces», Septima, Paris, 1993.
- [61] J. Livage, «Les matériaux céramiques bénéficient des procédés sol-gel», *Mater. tech.*, vol. 82, n°6-7, pp. 23-27, 1994.
- [62] S. Pelissier, D. Blanc, M. P. Andrews, S. I. Najafi, A. V. Tishchenko, et O. Parriaux, «Single-step UV recording of sinusoidal surface gratings in hybrid sol-gel glasses», *Appl. Opt.*, vol. 38, n°32, pp. 6744-6748, 1999.
- [63] B. Berkovski, «Magnetic fluids and applications handbook», Begell House Inc. Publ., New York, 1996.
- [64] C.J. Brinker, A.J. Hurd, P.R. Schunk, G.C. Frye et C.S. Ashley., «Review of sol-gel thin film formation», *J. Non Cryst. Sol.*, vol. 147, pp. 424-436, 1992.
- [65] H. Krug et H. Schmidt, «Organic-inorganic nanocomposites for micro optical applications», *New J. Chem.*, vol. 18, n°10, 1994.

- [66] R. G. Eguchi, E. A. Maunders, et I. K. Naik, «Fabrication of low-loss waveguides in BK-7 by ion exchange», presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Bellingham, WA, vol. 408, pp. 21-26, 1983.
- [67] D. Jamon, s. Robert, F. Donatini, J. J. Rousseau, C. Bovier, H. Roux, J. Serrughetti, V. Cabuil, et D. Zins, «optical investigation of g-Fe₂O₃ nanoparticles-doped silica gel matrix birefringent component», IEEE Trans. Magn., vol. 37, pp. 3803, 2001.
- [68] Katarzyna Raulin-Woznica. «Etude du dopage par des ions actifs et des nanoparticules semi-conductrices de matériaux sol-gel pour l'optique. Interaction dopant-matrice et croissance localisée de nanoparticules par irradiation laser», thèse de doctorat, Université de Lille - France, 9 décembre 2008.
- [69] C. J. Brinker, A.J. Hurd, G.C Frye, P.R. Shunkand et C.S. Ashley, «Sol-gel thin film formation», Journal of the Ceramic Society of Japan, vol. 99, n°1154, pp. 862-877, 1991.
- [70] D. Meyerhofer. «Characteristics of resist films produced by spinning», J. Appl. Phys., vol. 49, n°7, pp. 3993-3997, 1978.
- [71] C. J. Brinker et A. J. Hurd, «Fundamentals of sol-gel dip-coating», J. Phys. III France, vol. 4, n°7, pp. 1231-1242, 1994.
- [72] Klein, Lisa C. (Ed.), «Sol-Gel Optics: Processing and Applications», Kluwer Academic Publishers, London, 1994.
- [73] A. Hocini, T. Boumaza, M.R. Lebbal, Bouchemat, F. Houbar, A. Benghalia, J.J. Rousseau, et F.Royer, «Study of Magneto-optic waveguide SiO₂/TiO₂ thin film doped with Y-Fe₂O₃», Algerian Journal of Advanced Materials, pp. 135-138, 2006.
- [74] Benjamin Dumont, «Intégration de microguides d'ondes insensibles à la polarisation sur substrat SOI», Rapport de stage Orsay, 18 juin-28 septembre 2001.
- [75] W.P. Huang, et C.L. Xu, «Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method», IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 29, n°10, pp. 2639-2649, 1993.
- [76] H. W. Davies, et J. P. Llewellyn, «Magneto-optic effects in ferrofluids», J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 13: 2327-36, 1980.
- [77] F. Royer, D. Jamon, J.J. Rousseau, H. Roux, D. Zins, et V. Cabuil, «Magneto-optical nanoparticle-doped silica-titania planar waveguides», Appl. Phys. Lett. 86, n°1, 011107, 2005.
- [78] T. Izuhara, J. Fujita, M. Levy, et R.M. Osgood, «Integration of magneto-optical waveguides onto a III-V semiconductor surface», IEEE Photonics Technol. Lett. vol. 14, n°2, pp. 167-169, 2002.

- [79] A. Hocini, T. Boumaza, M. Bouchemat, F. Royer, et J.J. Rosseau. «Phase matched magneto optical single mode rib waveguides based on geometrical adjustments», *AEUE-International Journal of Electronics and Communications*, 2009.
- [80] A. Chiappini, C. Armellini, A. Chiasera, M. Ferrari, R. Guider, Y. Jestin, L. Minati, E. Moser, G. Nunzi Conti, S. Pelli, R. Retoux, G.C. Righini, et G. Speranza, «Preparation and characterization of ZnO particles embedded in organic-inorganic planar waveguide by sol-gel route», *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 35, n°5, pp. 1132-1135, 2009.
- [81] F. Choueikani, F. Royer, D. Jamon, A. Siblini, J.J. Rousseau, S. Neveu, et J. Charara, «Magneto-optical waveguides made of cobalt ferrite nanoparticles embedded in silica/zirconia organic-inorganic matrix», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, n°5, pp. 051113, 2009.
- [82] A.Sv. Sudbo, «Film mode matching: a versatile numerical method for vector mode field calculations in dielectric waveguides», *Pure Appl. Opt.*, vol. 2, pp. 211-233, 1993.
- [83] A.Sv. Sudbo, «Improved formulation of the film mode matching for mode field calculations in dielectric waveguides», *Pure Appl. Opt.*, vol. 3, pp. 381-388, 1994.
- [84] A.Sv. Sudbo, «Numerically stable formulation of the transverse resonance method for vector mode field calculations in dielectric waveguides», *Photonics Technol. Lett.*, vol. 5, n°3, pp. 342-344, 1993.
- [85] S.P. Chan, V.M.N. Passaro, et G.T. Reed, «Single mode and polarization free conditions for small silicon-on-insulator», *Electron. Lett.*, vol. 41, n°9, 2005.
- [86] S. Wittekoek, T.J.A. Popma, J.M. Robertson, et 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», *Phys. Rev. B, Condens. Matter*, vol. 12, pp. 2777-2788, 1975.
- [87] H. Amata, F. Royer, F. Choueikani, D. Jamon, J.E. Broquin, J.C. Plenet, et J.J. Rousseau, «Magnetic nanoparticles doped silica layer reported on ion-exchanged glass waveguide: towards integrated magneto-optical devices», *Proc. SPIE 7719*, 2010.
- [88] N. Bahlmann, M. Lohmeyer, O. Zhuromskyy, H. Dötsch, et P. Hertel, «Non reciprocal coupled waveguides for integrated optical isolators and circulators for TM-modes». *Opt. Commun.* vol. 161, pp. 330-337, 1999.
- [89] L. Vivien, S. Laval, B. Dumont, S. Lardenois, A. Koster, et E. Cassan, «Polarization independent single-mode rib waveguides on silicon-on insulator for telecommunication wave lengths». *Opt. Commun.* vol. 210, pp. 43-49, 2002.
- [90] A.Hocini, A. Bouchelaghem, D. Saigaa, M. Bouras, T. Boumaza, et M. Bouchemat. «Birefringence properties of magneto-optic rib waveguide as a function of refractive index». *Journal of Computational Electronics*, vol. 12, n°1, pp. 50-55, March 2013.

Publications et Communications réalisées au cours de ce travail de thèse

- [1] **A. Bouchelaghem, A. Hocini, D. Saigaa, T. Bouchemat, F. Royer, J.J. Rousseau,** «Magneto optical rib waveguide with low refractive index», *M. J. Condensed Matter*, Vol. 13, N°3, pp. 92–94, 2011.

- [2] **A. Hocini, A. Bouchelaghem, D. Saigaa, M. Bouras, T. Boumaza, M. Bouchemat,** «Birefringence properties of magneto-optic rib waveguide as a function of refractive index». *Journal of Computational Electronics*, Volume 12, Issue 1, pp 50–55, March 2013.

- [3] **A. Bouchelaghem, A. Hocini, D. Saigaa, T. Bouchemat, F. Royer, J.J. Rousseau,** «Magneto optical rib waveguide with low refractive index», 11th International Conference on Condensed Matter and Statistical Physics, Agadir–Morocco, 19–21 October 2011.

- [4] **A. Hocini, A. Bouchelaghem, D. Saigaa, M. Bouras, T. Boumaza, M. Bouchemat,** «Birefringence properties of magneto-optic rib waveguide as a function of refractive index». 3rd International Conference on Superconductivity and Magnetism – ICSM2012, Istanbul–Turkey, 29 April–4 May 2012.

Thèse de Doctorat : « **Modélisation de l'influence des paramètres physiques et géométriques dans des structures magnéto-optique pour les applications en télécommunications** »

Présentée par : **Mr BOUCHELAGHEM Ahmed**

Encadrée par : **Prof. SAIGAA Djamel & Prof. HOCINI Abdesselam**

Résumé

Ne nos jours, dans les réseaux de télécommunications optiques, les composants non réciproques tels que les isolateurs et les circulateurs sont des composants discrets et une version intégrée de ces composants est fortement attendue. Les nouvelles voies de recherche consacrées à ces composants, s'orientent ainsi vers la mise au point de nouveaux matériaux magnéto-optiques présentant une forte compatibilité avec les technologies classiques d'optique intégrée. Il s'agit de couches minces dopées de nanoparticules magnétiques élaborés par voie sol-gel. Le choix de la méthode sol-gel est justifié par la facilité de sa mise en œuvre et l'absence de recuit à haute température. Elle permet de plus de réaliser des guides d'onde de bonne qualité optique et possédant un bas indice pour une épaisseur variant de 2 à $5\mu\text{m}$ ce qui facilite la connectique avec des fibres optiques.

L'objectif principal de cette étude consiste à montrer les potentialités des couches minces, dopées à l'aide de nanoparticules magnétiques, élaborées par voie sol-gel hybride, en modélisant l'influences des paramètres physiques et géométriques dans des structures magnéto-optique pour les applications de télécommunications dans le but de chercher les conditions optimales d'élaboration (géométriques et physiques) qui permettent de réaliser des guides d'onde *MO* dopée satisfaisant deux critères : une biréfringence modale faible favorisant la réalisation de la conversion de mode *TE-TM* et une excellente qualité optique permettant la propagation guidée sur plusieurs centimètres.

L'étude des guides d'ondes magnéto-optique avec différents types de géométrie (plan, rib et rectangulaire), concerne la proposition de mode, le confinement de lumière et les pertes sont simulés. En effet, le présent travail a pour objectif, la réalisation de la conversion de mode dans de telles couches guidantes, et la proposition des géométries de guide d'ondes pour des applications en réseau de télécommunications d'optique intégrées.

Mots-clés: Magnéto optique, guides d'ondes, sol gel, biréfringence, accord de phase, télécommunication optique.

Abstract

Nowadays, in optical telecommunications networks, the nonreciprocal components such as isolators and circulators use bulk materials which are not compatible with the technology of semiconductors. Thus, the achievement of thin films can be a major step in the miniaturization of such electronic devices. The new lines of research devoted to these components, orient themselves to the focusing point of the new magneto-optical materials with high compatibility with conventional integrated optics technologies. This thin films of doped sol-gel of magnetic nanoparticles. This study investigates the optimal conditions for obtaining a good YIG material, which is elaborated by the sol-gel technique. Thin films of Yttrium Iron Garnet (YIG) are used for the realization of isolator demonstrator in magneto-optical domains. The choice of the sol-gel method is justified by its ease of implementation and the absence of high-temperature annealing. It also enables to achieve good quality optical waveguides and with a low index for a thickness ranging from 2 to $5\mu\text{m}$ which facilitates the connection with optical fibers.

The principal objective of this study is to show the potential of thin films doped with magnetic nanoparticles prepared by sol-gel hybrid, modeling the influences of physical and geometrical parameters in magneto-optical structures telecommunications applications in order to find the optimal process conditions (geometrical and physical) that achieve *MO* waveguides doped satisfying two criteria: low modal birefringence promoting the completion of the conversion of *TE-TM* mode and excellent optical quality for ducting several centimeters. The study of magneto-optical wave guides with different types of geometry (plane, rib and rectangular), to fashion proposal, confining light and losses are simulated.. indeed, this work aims, the realization of mode conversion in such guiding layers and propose waveguide geometries for applications in integrated optical telecommunications network.

Key words: Magneto optical waveguides, sol gel, birefringence, phase matching, optical telecommunication.

ملخص:

حاليا في شبكات الاتصالات البصرية ، المكونات غير متبادلة مثل العوازل والمروجون هي مكونات منفصلة ، و ومن المتوقع إلى حد كبير على صناعة متكاملة للغاية من هذه المكونات. هناك خطوط جديدة للبحث مكرسة لهذه المكونات، و هي بالتالي تتجه نحو تطوير مواد مغناطيسية بصرية جديدة وذات توافق عالي مع التقنيات البصرية المتكاملة التقليدية. و نعني بذلك طبقات رقيقة مضاف إليها جزيئات مجهرية مغناطيسية أعدت بطريقة سول-جل. وما يبرر اختيار طريقة سول-جل هو سهولة التنفيذ وعدم استعمال درجة حرارة كبيرة. كما أنها تمكن من تحقيق عازل بصري ذات نوعية جيدة مع وجود مؤشر منخفض لسماكته تتراوح من 2 إلى 5 ميكرون مما يسهل الاتصال مع الألياف البصرية.

و يمثل الهدف العام من هذه الدراسة في إظهار إمكانات الطبقة الرقيقة مضاف إليها جزيئات مجهرية مغناطيسية و التي أعدت بطريقة سول-جل الهجينة، ووضع نماذج التأثيرات من المعلمات الفيزيائية والهندسية في الهياكل الضوئية المغناطيسية من أجل تطبيقات الاتصالات و من أجل إيجاد الظروف المثلى عمليا (الهندسية والفيزيائية) التي تحقق تساوي ثابتي الانتشار البصري العمودي و المغناطيسي و تعزيز تحويل وضع *TE-TM* مع جودة بصرية ممتازة للمجاري البصرية على عدة سنتيمترات. دراسة الموجة الضوئية المغناطيسية مع أنواع مختلفة من الهندسة (ضلع ومستطيلة). هي محاكاة اقتراح الموضحة، والحيس من الضوء والخسائر. والهدف النهائي هو تحقيق لتحويل الوضع في مثل هذه الطبقات التوجيهية، واقتراح هندستها العوازل الموجية للتطبيقات في شبكة الاتصالات الضوئية المتكاملة.

الكلمات الفاتحة: الدليل الموجي ، الضوئية الممغنطة ، سول-جل ، مرحلة المطابقة ، الاتصالات البصرية.
