

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI DE CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE**

N° d'ordre :

Série :

THESE

Présentée pour obtenir le diplôme

DOCTORAT EN SCIENCES

OPTION

Microsystèmes et Instrumentation

Par

HOCINI Abdesselam

THEME

**ETUDE DES GUIDES D'ONDES MAGNÉTO-OPTIQUES SOLGEL
EN COUCHES MINCES POUR L'APPLICATION EN OPTIQUE
INTEGRÉE.**

SOUTENUE LE 02/07/2008

Devant le jury :

<u>Président :</u>	S.LASSOUED	Prof	Université de. Constantine
<u>Rapporteur :</u>	T.BOUMAZA	Prof	Université de. Constantine
<u>Examineurs :</u>	F.HOBAR	Prof	Université de. Constantine
	A.MAHDJOUR	Prof	Université d'Oum El Bouaghi
	F.DJEFFAL	MC	Université de Batna
	M.BOUCHEMAT	Prof	Université de. Constantine (invité)

Remerciements

Ce travail a été effectué au laboratoire Micro-Systèmes et Instrumentation, Département d'électronique Université Mentouri de Constantine, dirigé par Mme le Professeur **F. HOBAR**, qui me fait l'honneur de juger ce travail.

Monsieur **M. BOUCHEMAT**, Professeur à l'Université de Constantine m'a accueilli au sein de l'équipe Optoélectronique qu'il dirige, il m'a fait bénéficier de ses compétences scientifiques, ses qualités humaines et sa constante disponibilité, je tiens particulièrement à lui exprimer ici ma profonde et amicale reconnaissance.

Mme **Touraya BOUMAZA**, Professeur à l'Université de Constantine, a également assuré la direction de ce travail. Sa disponibilité, ses compétences, et ses qualités humaines ont permis la réussite de ce travail. Je la remercie chaleureusement et amicalement. J'ai été très touché par la confiance qu'elle m'a témoignée tout au long de ce travail. La liberté qu'elle m'a laissée m'a permis d'orienter ma recherche dans les directions qui me motivaient.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Madame le Professeur **S. LASSOUED**, qui me fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur **A. MAHDJOUR**, Professeur à l'Université d'Oum El Bouaghi, qui me fait l'honneur de juger ce travail.

Je remercie Monsieur **F. DJEFFAL**, Maître de conférences à l'Université de Batna, pour avoir accepté d'être membre de jury.

Une partie de ce travail a été réalisée dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe optoélectronique du laboratoire DIOM de Saint Etienne. Cette collaboration a été très agréable et très fructueuse. Je remercie vivement Monsieur **J.J. ROUSSEAU**, Directeur de laboratoire, pour son accueil chaleureux et, Je tiens à remercier particulièrement Monsieur **F. ROYER**, maître de conférences pour toute l'aide qu'il m'a apportée, ainsi que tous les membres du groupe en particulier Monsieur **D. JAMON** et **F. CHOUIKANI**.

Je voudrai remercier tous les membres actuels et passés du laboratoire LMI : **Souheil, Toufik, Smail, Fayçal, Redha, Fahima, Fatima et Zainab**.

Je ne saurai oublier dans ces remerciements, l'ensemble des chercheurs du laboratoire, et tous ceux que j'ai omis de citer, et qui j'espère, ne m'en tiendront pas rigueur.

Table des matières

Introduction	5
---------------------	---

CHAPITRE I : Interactions magnéto-optiques en optique guidée

Introduction	9
I.1.1. Les bases de la propagation guidée	11
I.1.1.1. Guide d'onde planaire	11
I.1.1.2. Guide plan à saut d'indice	12
a) Notion d'indice effectif	13
b) Théorie électromagnétique	14
I.1.2. Guide d'onde optique à deux dimensions	18
I.1.3. La méthode d'indice effectif	21
I.1.4. Isolateur optique	23
I.1.4.1. Conversion de mode	23
I.1.4.2. Techniques d'isolation	26
a) Isolateur à rotation	26
b) Isolateur à déphasage	27
Conclusion	28

CHAPITRE II : Techniques d'élaboration des films magnéto-optiques

Introduction	30
II.1. Techniques d'élaboration des couches minces magnéto- optiques	31
II.1.1. Dépôt par vapeur chimique CVD (chemical vapor deposition)	32
II.1.2. Principe de l'épitaxie en phase liquide	33
II.1.3. Ablation laser	33
II-2 La technique d'élaboration des couches minces par voie solgel	34
II-2.1.principe physico-chimiques	35
a- les précurseurs	35
b- mécanisme réactionnels	35
- l'hydrolyse	35
- la condensation	36

c- la transition sol-gel	36
d- paramètres influençant la cinétique des réactions	37
II-2.2.Matrice organo-minérale	39
II-2.3.Dépôt en couches minces	39
II-2.4.Traitement thermique	41
II-2.5.Protocole opératoire	41
II-2.6.Particularités du ferrofluide	41
II-2.7.Nature des substrats	44
Conclusion	45

CHAPITRE III : Techniques de caractérisation des films magnéto-optiques

Introduction	49
III.1. Techniques de couplage dans les guides d'onde optiques	50
III.1.1. Couplage transversal	50
a- L'injection par la tranche	50
b- Le couplage par biseau	51
III.1.2. Couplage longitudinal	52
a- Le couplage par réseau	52
b- Le couplage par prisme	52
III.2. Techniques de caractérisation des couches minces	53
III.2.1. Caractérisation opto-géométrique	53
III.2.1.1 Couplage par prisme	53
III.2.2.1 Spectroscopie de lignes noires	54
a-Principe	54
b-Dispositif expérimental	55
c-Intérêt de la spectroscopie des lignes noires	56
III.3. Caractérisation magnéto-optique	58
III.3.1. Mesure de la rotation Faraday	60
III.3.2. Mesure par effet Kerr polaire	64
Conclusion	67

CHAPITRE IV : Caractérisation des couches minces et résultats expérimentaux

Introduction	69
--------------	----

IV.1.Présentation des échantillons	70
IV.2. Propriétés optiques	71
IV.2.1.Evolution en fonction de la longueur d'onde	73
IV.2.2.Influence du champ magnétique de gélification sur le guide d'onde	78
IV.2.3. Biréfringence de mode	79
IV.3. Propriétés magnétiques	81
IV.3. 1 Rotation de faraday	81
a- Guide d'onde SiO ₂ /TiO ₂ dopée à l'aide de nanoparticules de Maghémite	82
b- Guide d'onde SiO ₂ /ZrO ₂ dopée à l'aide de nanoparticules de ferrite de cobalt	83
c- Guide d'onde SiO ₂ /ZrO ₂ dopée à l'aide de nanoparticules de ferrite de cobalt élaboré hors champ	84
IV.3.2. Application à la conversion de mode	85
IV.4 .Bilan et perspectives	86
IV.4.1. Potentialités des couches sol-gel dopées	86
Conclusion	87
<hr/>	
CHAPITRE V : Résultats de simulation	
<hr/>	
Introduction	89
V.1. FIMMWAVE	90
V.2. Présentation du logiciel de simulation FIMMWAVE	91
V.3. Résultats de simulation	95
V.3. 1- guide d'onde planaire	95
V.3. 1 .a. Accord de phase	96
V.3. é .b. Répartition de champ	97
V.3. 2 - guide d'onde rectangulaire	98
V.3. 2 .a. Etude de la biréfringence	98
V.3. 2 .b. Répartition de champ	101
V.3. 3 - guide d'onde rib	103
V.3. 3 .a. Etude de la biréfringence	103
V.3. 3 .b. Répartition de champ	106
V.3. 3 .c. Etude de la condition pour un guide mono mode	108
Conclusion	111
<hr/>	
Conclusion	112
<hr/>	
Bibliographie	114
Annexe	

Introduction

La demande de plus en plus importante de la miniaturisation des systèmes a abouti à une troisième génération dans l'évolution des montages optiques, après l'optique conventionnelle et la micro-optique, à savoir l'optique intégrée. Celle-ci consiste à canaliser des données lumineuses à travers un composé, un « chip », dans une direction requise. Le circuit d'optique intégré comprend surtout la réalisation d'une fonction (filtre, modulation, isolation, couplage, amplification, etc) plutôt qu'une transmission à longue distance sans perte (fibres).

Le concept de l'optique intégrée a été proposé par S.E. Miller du Laboratoire Bell en 1969 [1]. 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 : Propagation plus facile à contrôler (un seul mode possible) ; pas de problème d'alignement ; l'utilisation potentielle de divers effets, électro-optiques, magnéto-optiques, acousto-optiques, thermo-optiques, luminescence... ; une vitesse de fonctionnement et une densité de puissance élevées ; des tensions électriques de commandes basses ; des longueurs d'interaction faibles ; des dispositifs compacts et légers ; etc... Ils stimulent ainsi une forte recherche de dispositifs de plus en plus complexes, polyvalents et efficaces, et notamment de nouveaux guides d'ondes optiques de dimensions de plus en plus réduites [2].

Pour cela, tous les dispositifs intervenant dans l'acheminement de l'information doivent fonctionner sur le signal optique et non plus électrique. Dans toute la gamme de composants utiles, se trouvent l'isolateur et le circulateur.

Un isolateur limite les oscillations néfastes dans les circuits non-linéaires et stabilise les oscillations d'un Laser en empêchant une intrusion de la lumière extérieure réfléchie dans la cavité Laser. Un 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 effets magnéto-optiques [2,3]. En effet, la symétrie axiale imposée par le champ magnétique (ou l'aimantation) crée une propagation non-réciproque de la lumière : les caractéristiques de la propagation aller sont différentes de celle du retour.

Actuellement, dans les réseaux de télécommunications optiques, les composants non-réciproques tels que les isolateurs et les circulateurs sont des composants discrets, construits à base de matériaux massifs grenat d'Yttrium (YIG, $Y_3Fe_5O_{12}$) 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. En effet, il est impossible de déposer du YIG sur des substrats type verre ou semi-conducteur (InP, GaAs) [4], à cause des différences de coefficient d'expansion thermique entre le YIG et le substrat et la forte valeur de température de recuit nécessaire ($800^{\circ}C$) à la cristallisation du YIG [5-6].

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 de sol-gel dopées de nanoparticules magnétiques déposées sur des substrats classiques (verre ou pyrex). L'obtention d'un film mince s'effectue par un procédé de tirage (dip-coating) hors champ ou sous champ magnétique.

C'est dans ce contexte que s'inscrit notre travail qui consiste à optimiser les dimensionnements des guides d'ondes magnéto optiques dans le but de minimiser la biréfringence, nous exploitons pour cela le logiciel FIMMWAVE qui est le logiciel adéquat quant à la simulation de ce type de guide d'ondes. Ce programme de calcul est capable de donner la résolution des équations d'ondes de Maxwell, tenant compte de toutes les réflexions aux joints à l'interface des différentes couches. La facilité d'utilisation de ce logiciel et sa vitesse de calcul font de lui l'outil idéal pour concevoir un dispositif avec une biréfringence nulle.

L'objectif final est la réalisation de la conversion de mode dans de telles couches. Jusqu'ici le matériau utilisé est constitué d'une matrice sol-gel minérale SiO_2/TiO_2 ou hybride.

Ce travail s'inscrit dans la continuité des travaux déjà entrepris dans le laboratoire DIOM, il consiste à étudier les caractéristiques opto-géométriques des couches minces obtenues :

Indice, profil, épaisseur et dispersion. De plus une comparaison, suivant la biréfringence, entre les couches hybrides et minérales est effectuée [5-8].

Cette thèse s'articule autour de Cinq chapitres. Le premier est consacré à la présentation et à la définition des interactions magnéto-optiques en optique guidée. Il a pour objectif de préciser le cadre de l'étude en effectuant un état de l'art sur les techniques utilisées pour obtenir des effets non-réciproques. L'isolateur servira alors d'exemple d'application de ces effets.

Les techniques d'élaboration des couches minces optiques sont étudiées spécifiquement dans le deuxième chapitre. L'accent est mis sur l'obtention des films minces par voie sol gel, technique utilisée pour l'élaboration des couches minces magnéto-optiques. Cette partie n'a pas pour objectif de détailler les aspects théoriques de chaque méthode, mais seulement d'en rappeler le principe et la mise en œuvre.

S'intéresser aux propriétés optiques de couches minces et à leurs anisotropies nécessite d'avoir des moyens de caractérisation adéquats. Le troisième chapitre est ainsi consacré à leur présentation. Après une introduction des différentes techniques d'injection de la lumière dans une couche, les bancs de mesures donnant accès aux caractéristiques générales des couches minces sont détaillés : spectroscopie M-lines pour l'indice et l'épaisseur.

Le quatrième chapitre concerne les résultats expérimentaux obtenus sur les couches minces dopées par des nanoparticules magnétiques, après une courte introduction des propriétés optiques et physico-chimiques de ces couches minces.

Dans le dernier chapitre nous exposons les résultats de simulation concernant les couches minces dopées par des nanoparticules magnétiques. Après une courte introduction du logiciel de simulation FIMMWAVE, nous présentons les résultats pour les différents types de guides d'ondes utilisés en optique intégrée tels que les guides d'ondes en arête Rib, les guides d'ondes plans et les guides d'onde rectangulaires.

Enfin, les potentialités de ces couches sont définies et des perspectives de travail évoquées.

CHAPITRE I

Interactions magnéto-optiques en optique guidée

Introduction

Ce chapitre est consacré au composant isolateur en optique intégrée. Tout d'abord, nous ferons un rappel théorique de la propagation d'une onde lumineuse dans un guide plan parfait. Nous décrirons ensuite les guides d'ondes à deux dimensions, notamment la méthode de l'indice effectif, que nous avons plus particulièrement utilisée dans le cadre de ce travail, nous présenterons également les différents types de guides d'ondes optiques. La notion de conversion de modes, importante pour ce type de dispositif est abordée, et les différentes techniques d'isolation en optique intégrée sont présentées.

Les effets magnéto-optiques représentent le seul moyen physique pour obtenir une propagation non réciproque de la lumière [5]. Ils sont basés sur l'interaction entre une onde électromagnétique et un milieu aimanté.

Le composant (type), dont le fonctionnement repose sur un tel effet, est l'isolateur optique dont le principe est rappelé sur la figure I.1. Ce composant, qui nous servira d'exemple d'application tout au long de ce chapitre, permet la propagation de la lumière dans le sens direct et l'interdit dans le sens retour (il est l'analogie de la diode en électronique). Cette fonctionnalité est très utile pour protéger les composants des réflexions parasites. C'est, par

exemple, le cas du laser qui peut être déstabilisé par l'incursion dans sa cavité de la lumière réfléchiée par un élément extérieur.

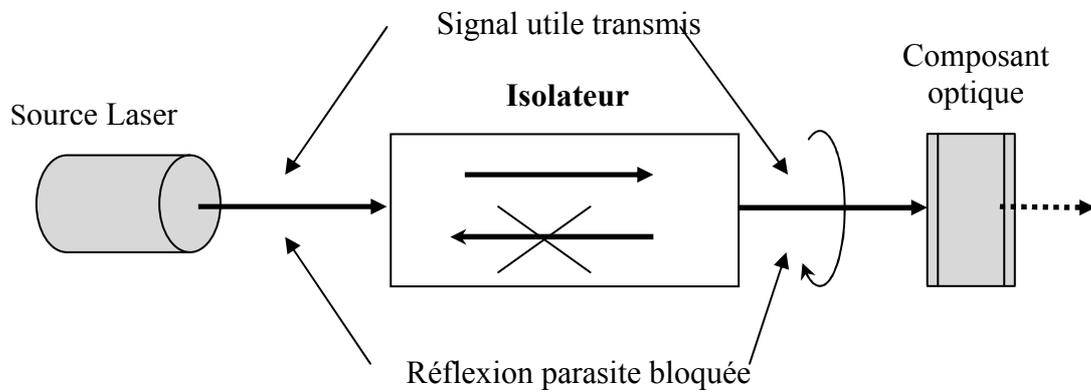


Figure. I.1 Représentation schématique d'un isolateur.

De même, ces isolateurs sont très utiles pour assurer un fonctionnement correct des amplificateurs à fibre EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) [9]. Ces dispositifs « tout optique » sont utilisés dans les réseaux de télécommunications optiques pour assurer une amplification du signal : une fibre dopée aux ions erbium reçoit de l'énergie de la part d'un laser-pompe et l'utilise pour amplifier le signal utile (figure I.2). A l'entrée et sortie du dispositif sont placés des isolateurs qui n'autorisent qu'un seul sens de propagation assurant ainsi la stabilité de l'amplificateur.

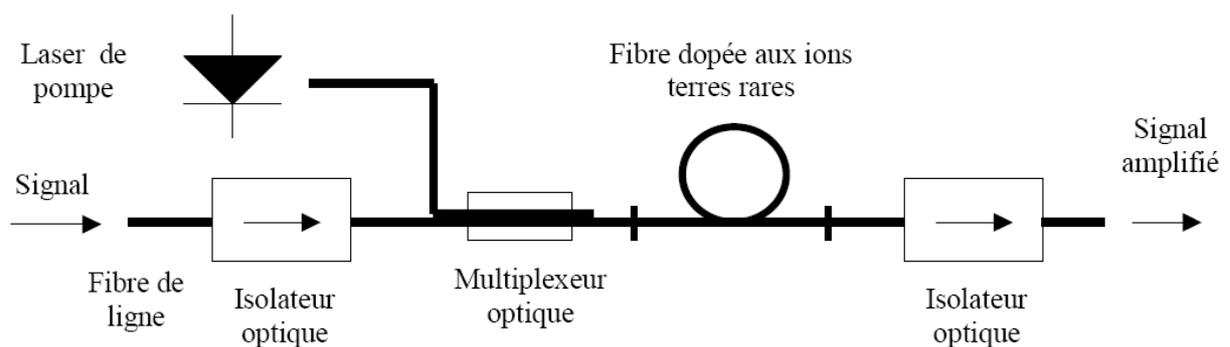


Figure. I.2 Principe de fonctionnement des amplificateurs à fibre EDFA.

A l'heure actuelle, dans un tel système, tout est construit à base de composants d'optique intégrée sauf l'isolateur. Il est constitué de composants « d'espace libre » miniaturisés. Une version intégrée fiable de ce composant est ainsi vivement attendue.

Ce premier chapitre a pour vocation de donner quelques éléments de compréhension concernant le fonctionnement des dispositifs intégrés non-réciproques et de dresser un état de l'art de leur réalisation. Pour cela, nous allons tout d'abord revenir sur la notion de guide d'onde avant de détailler le principe et les applications des effets non réciproques. Ensuite, la notion d'accord de phase, importante pour ce type de dispositifs sera abordée. Nous pourrons alors situer le cadre dans lequel s'inscrit notre étude et les objectifs que nous nous sommes fixés.

I.1.1. Les bases de la propagation guidée

Dans cette partie, nous exposerons les principes et aspects mathématiques de la théorie des guides d'onde planaires.

I.1.1.1. Guide d'onde planaire

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 .

Un tel guide peut être plan, en relief, diffusé ou enterré. Les guides plans peuvent avoir un profil à saut d'indice (n_f constant sur toute l'épaisseur) comme le montre la figure I.3.

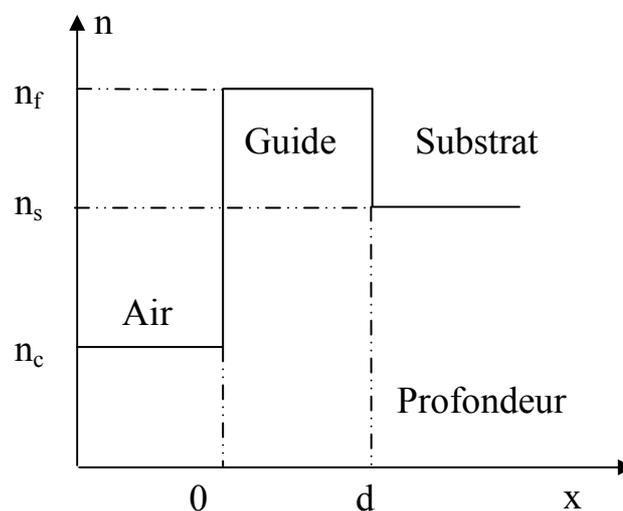


Figure. I.3 Profil à saut d'indice

Ou à gradient d'indice (n_f varie avec la profondeur) comme le montre la figure I.4.

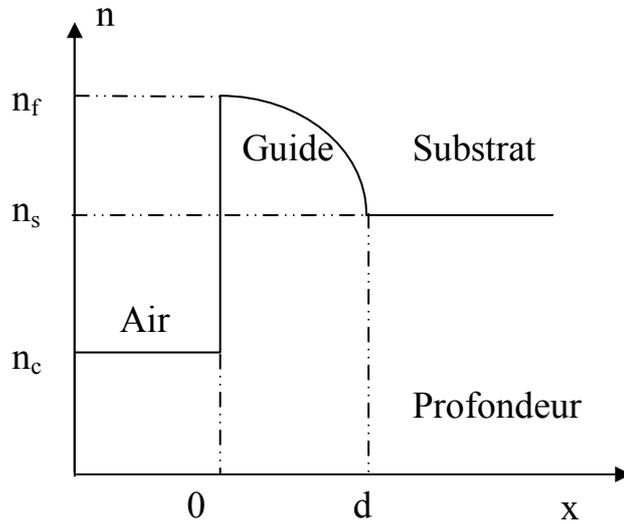


Figure I. 4: Profil à gradient d'indice

Dans le cadre de cette présentation, on limitera notre étude aux guides plans à saut d'indice. On utilisera la configuration représentée sur la figure I.5. On se placera de plus dans le cas idéal où les trois milieux constituant le guide sont des milieux diélectriques, isotropes, sans pertes et d'épaisseur constante.

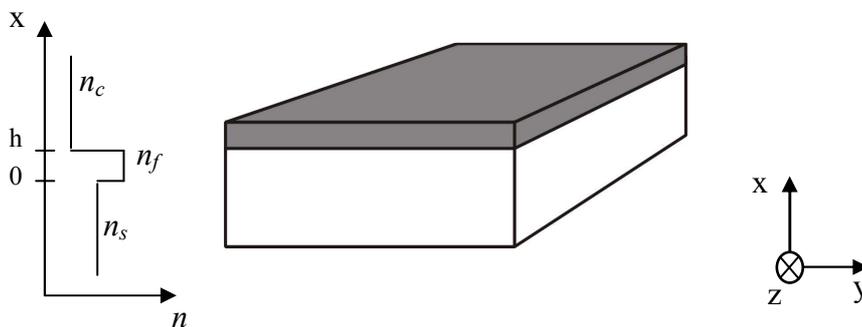


Figure I.5. Guide plan à saut d'indice

I.1.1.2. Guide plan à saut d'indice

Nous définissons l'indice effectif et décrivons le comportement des modes de propagation dans le guide plan à saut d'indice.

a) Notion d'indice effectif

D'après les lois de Descartes un rayon lumineux qui se propage dans un film diélectrique (figure I.6) subit des réflexions partielles ou totales aux interfaces avec les milieux extérieurs selon les valeurs relatives des indices de réfraction et selon les angles d'incidence.

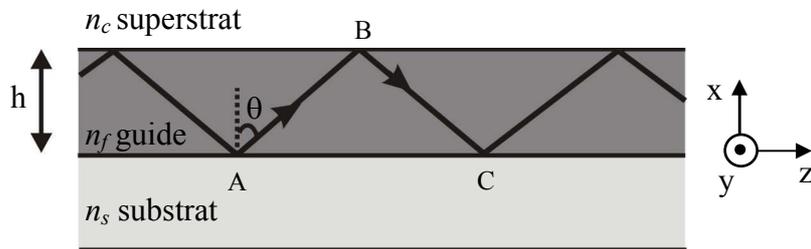


Figure. I.6. Schéma de propagation dans un guide optique plan

On dit qu'il y a propagation guidée lorsqu'un rayon lumineux subit des réflexions totales qui le confinent à l'intérieur du guide et que l'onde électromagnétique sinusoïdale associée interfère avec elle-même de manière constructive. C'est-à-dire qu'elle se retrouve en phase avec elle-même après un trajet A-B-C, ce qui se traduit par la relation :

$$kn_f \sin \theta \cdot h - \phi_{23} - \phi_{21} = m\pi \quad (m \text{ entier}) \quad (\text{I.1})$$

Avec la condition $n_f \geq n_s \geq n_c$

Les quantités ϕ_{23} et ϕ_{21} représentent les déphasages dus à la réflexion aux interfaces guide-substrat et air-guide.

La relation (I.1) met en évidence le fait que la propagation lumineuse ne peut se faire que pour des modes discrets (pour certaines valeurs de l'angle θ seulement).

La constante de propagation β de l'onde sinusoïdale associée à un rayon lumineux est proportionnelle à la composante longitudinale du vecteur d'onde \vec{k} (selon la direction de propagation z) :

$$\beta = k n_f \sin\theta \quad (\text{I.2})$$

Avec :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \quad (\text{I.3})$$

On définit la quantité $n_f \sin\theta$ comme étant l'indice effectif du guide pour le mode propagatif considéré :

$$n_e = n_f \sin\theta = \frac{\beta}{k} \quad (\text{I.4})$$

b) Théorie électromagnétique

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 :

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{div } \vec{E} = 0 \quad (\text{I.5})$$

$$\text{rot } \vec{H} = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{div } \vec{H} = 0 \quad (\text{I.6})$$

Où μ_0 et $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ désignent 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 :

$$\vec{E}(x,y,z) = \vec{E}(x) e^{j\beta z} \quad (\text{I.7})$$

$$\vec{H}(x,y,z) = \vec{H}(x) e^{j\beta z} \quad (\text{I.8})$$

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 Electric) qui ne possèdent que trois composantes non nulles : E_y, H_x et H_z .
- Les modes TM (Transverse Magnétique) qui ne possèdent que trois composantes non nulles : H_y, E_x et E_z .

L'équation d'onde pour chacun de ces modes s'écrit [1,9] :

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (\text{I.9})$$

$$\frac{d^2 H_y}{dx^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (\text{I.10})$$

Où n est l'indice de réfraction du milieu ($n = n_f, n_s$ ou n_c).

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

$$E_y(x) = A \cos(x \sqrt{k^2 n_f^2 - \beta^2}) \quad 0 \leq x \leq h \quad (\text{I.11})$$

$$E_y(x) = B \exp(x \sqrt{\beta^2 - k^2 n_s^2}) \quad x \leq 0 \quad (\text{I.12})$$

$$E_y(x) = C \exp(-(x-h) \sqrt{\beta^2 - k^2}) \quad x \geq h \quad (\text{I.13})$$

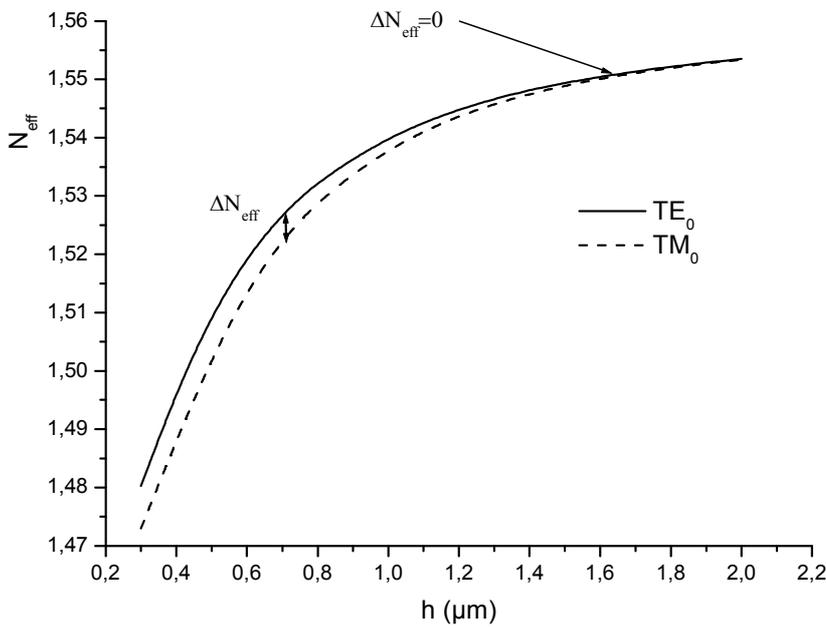
Pour déterminer la constante de propagation β , il faut appliquer les conditions aux limites aux interfaces, ce qui permet d'aboutir aux relations :

$$h\sqrt{k^2 n_f^2 - \beta_{TE}^2} - \arctan \left[\sqrt{\frac{\beta_{TE}^2 - k^2 n_e^2}{k^2 n_f^2 - \beta_{TE}^2}} \right] - \arctan \left[\sqrt{\frac{\beta_{TE}^2 - k^2 n_s^2}{k^2 n_f^2 - \beta_{TE}^2}} \right] = m\pi \quad (I.14)$$

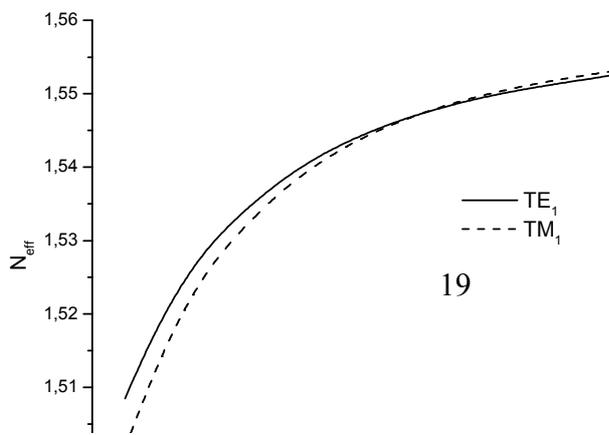
$$h\sqrt{k^2 n_f^2 - \beta_{TM}^2} - \arctan \left[\frac{n_f^2}{n_e^2} \sqrt{\frac{\beta_{TM}^2 - k^2 n_e^2}{k^2 n_f^2 - \beta_{TM}^2}} \right] - \arctan \left[\frac{n_f^2}{n_s^2} \sqrt{\frac{\beta_{TM}^2 - k^2 n_s^2}{k^2 n_f^2 - \beta_{TM}^2}} \right] = m\pi \quad (I.15)$$

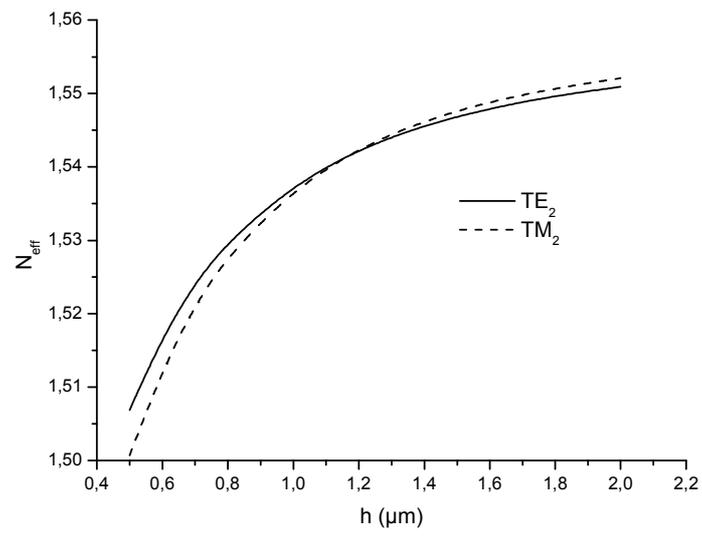
m est le numéro du mode et n_c est l'indice du superstrat.

La figure I.7 représente l'indice effectif N_{eff} des modes de propagation en fonction de l'épaisseur du guide, à une longueur d'onde de 633 nm. Selon l'épaisseur du film, un certain nombre de modes peuvent se propager. Si par exemple, elle est égale à 900 nm, seuls les modes fondamentaux TE_0 et TM_0 se propagent. Il faut se placer dans cette configuration, pour la conception d'un isolateur optique. Par contre si l'épaisseur est égale à $2\mu\text{m}$, quatre paires de modes peuvent se propager, alors le guide est multimode figure 1.7.

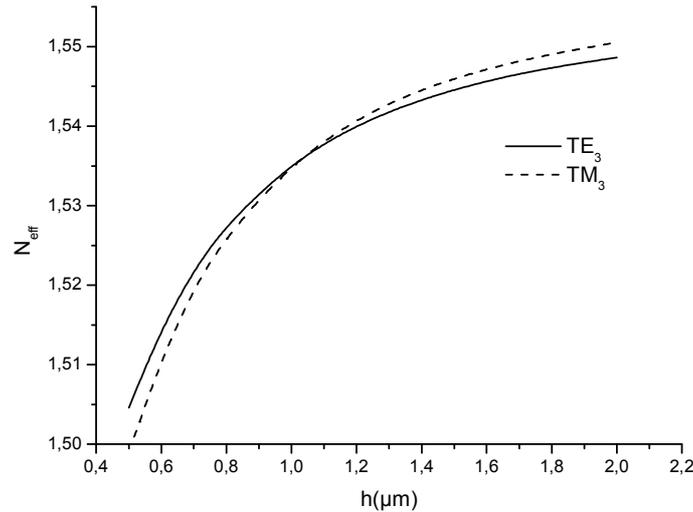


(a)





(c)



(d)

Figure. I.7. Représentation graphique des équations de dispersion I.9 et I.10 pour $\lambda = 633 \text{ nm}$. Il s'agit d'un guide d'indice 1,55 déposé sur un substrat de pyrex (indice 1,47). Pour $h = 800 \text{ nm}$ le guide est monomode TE-TM. Pour $h = 1,6 \mu\text{m}$ le guide possède 4 modes TE-TM

Cette figure montre également qu'au sein d'une paire de mode (TE_m, TM_m), les indices effectifs sont différents : on parle de biréfringence de mode ΔN_{eff} ou différence de phase : $\Delta\beta = \beta_{\text{TE}} - \beta_{\text{TM}} = k \Delta N_{eff}$. 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 un paramètre important dont il faut tenir compte pour la réalisation d'isolateurs optiques.

Le guide plan symétrique assure le confinement de la lumière dans une direction transverse par rapport à la direction de propagation. D'autres géométries permettent de la confiner dans les deux directions. C'est le cas des guides d'ondes à deux dimensions

I.1.2 Guide optique à deux dimensions

Les guides plans 1D ont un confinement limité à la direction verticale. Cependant ils n'ont aucune application en optoélectronique à cause de la divergence latérale de la lumière dans le film, perpendiculairement au confinement (Figure I.8).

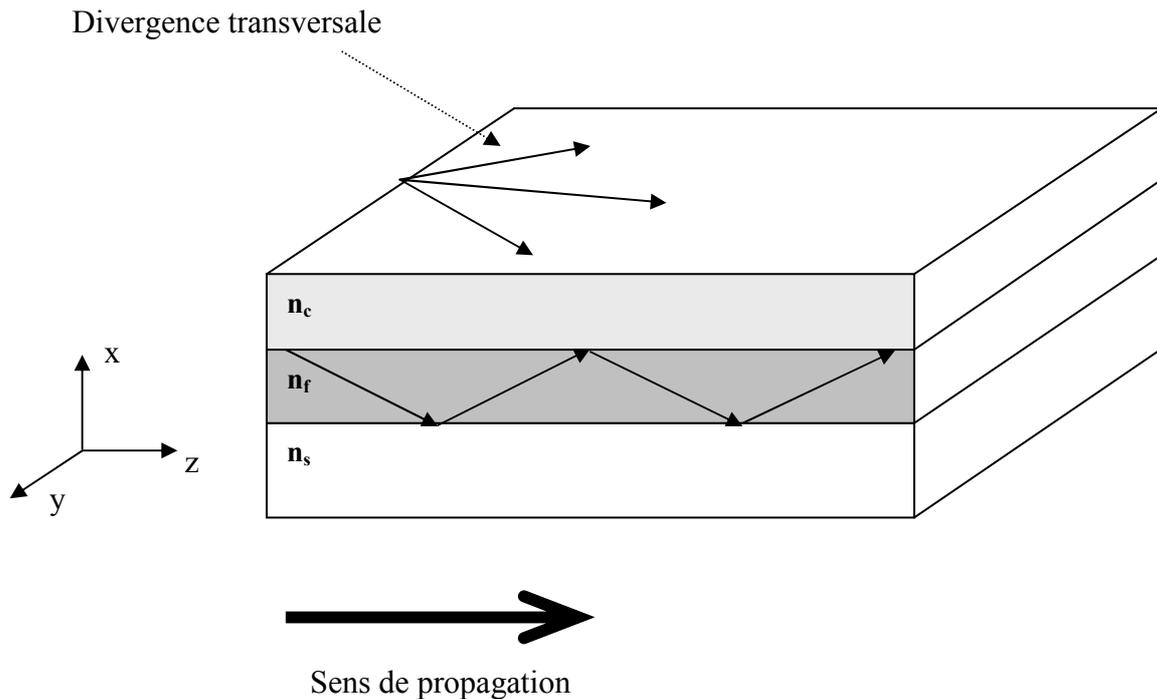


Figure I.8 Guide d'onde plan

Pour éliminer cette divergence transversale, un confinement latéral est effectué par différentes méthodes.

La figure I.9 donne deux exemples de guides optiques à 2 dimensions, beaucoup d'autres structures existant par ailleurs. Les dimensions transverses du ruban sont de l'ordre de la longueur d'onde. Ces guides à 2 dimensions permettent de construire des composants optiques directifs. La réalisation de telles structures nécessite l'utilisation des techniques de photolithographie pour la construction du ruban.

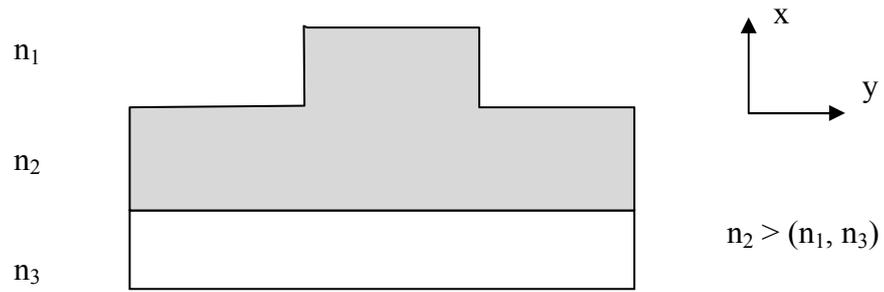
2.1.2 Guide d'onde plan à confinement latéral

Il y a plusieurs types de guides d'onde mais le principe est toujours le même : il faut créer une zone d'espace où la valeur de l'indice de réfraction du matériau soit plus grande que dans le reste du substrat. La lumière est ainsi confinée dans la région d'indice de réfraction élevé (figure 1.9).

La propagation de la lumière se fait dans la direction perpendiculaire au plan (x,y) .

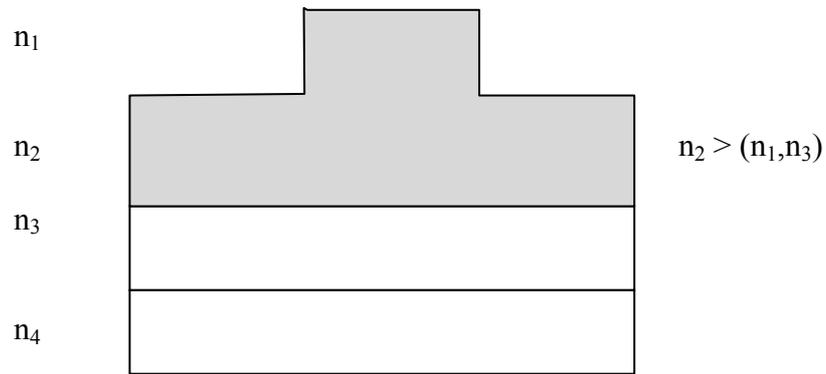
a) Guide d'onde en arête

Le guide d'onde 2D est le plus simple.



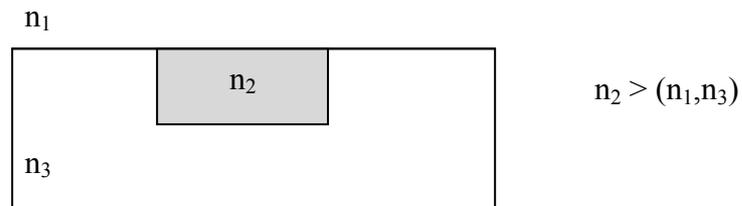
b) Guide d'onde chargé par une arête

C'est le même guide que ci-dessus mais sur un substrat plus complexe.

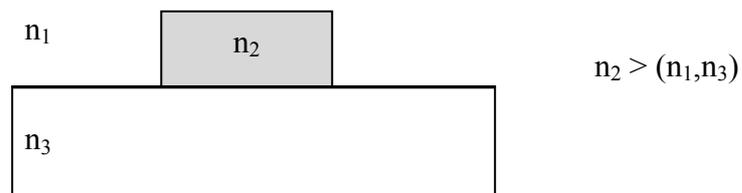


c) Guide d'onde ruban enterré

C'est un guide difficilement réalisable technologiquement pour des tailles submicroniques.



d) Guide d'onde ruban surélevé



e) Guide d'onde à confinement par dopage

La différence de dopage entraîne une variation d'indice de réfraction assez faible.

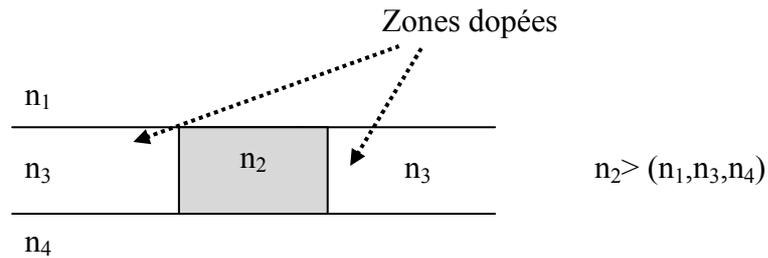


Figure. I.9 Exemple de guides d'onde à 2 dimensions. La partie grisée (le ruban) est d'indice optique moyen supérieur au substrat.

Il faut noter que tous ces guides sont enterrés par une couche de passivation en silice car le silicium s'oxyde très facilement et de façon naturelle à l'air.

A la différence du guide plan symétrique, la résolution analytique des équations de propagation dans les guides à deux dimensions est impossible, seules les méthodes numériques permettent son obtention. Retenons simplement que, comme nous avons vu dans la partie précédente, ne peuvent se propager que des modes particuliers dont les constantes de propagation vérifient l'équation d'onde. Les modes sont qualifiés de quasi-TE (quasi-TM) et sont définis par deux nombres caractéristiques m et n ($E_m;n$).

De même, au sein d'une même paire, les constantes de propagation des modes de polarisation distincte ($E_m;n$ et $H_m;n$) ne sont pas identiques. L'anisotropie « géométrique » conduit donc également dans ce cas à une biréfringence de mode.

I.1.3 La méthode de l'indice effectif

Le principe de cette méthode est le suivant : les constantes de propagation dans un guide à profil d'indice bidimensionnel $n(x,y)$ sont calculées en résolvant séparément des problèmes à une dimension dans les deux directions x et y . Autrement dit, nous réduisons l'équation d'onde à deux dimensions, pour laquelle il n'existe pas de solution analytique, à deux équations à une dimension que nous pouvons traiter par la méthode présentée dans les paragraphes précédents. Ceci est basé sur l'approximation fondamentale de la séparation des variables d'espace du champ propagé (i.e. $E(x,y)=F(x).G(y)$). Cette réduction s'effectue en deux étapes que nous détaillons ici pour un guide de type ruban (RIB) comme schématisé sur la figure suivante (figure I.10).

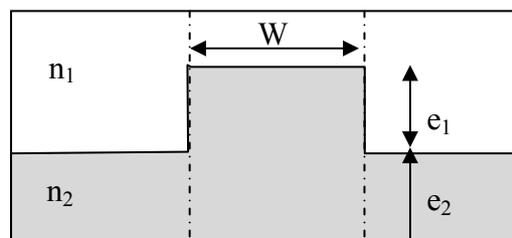


Figure. I.10 : Méthode de l'indice effectif, guide d'onde en arête rib.

Etape 1

La première étape consiste à calculer les indices effectifs des régions I et II ainsi que les distributions de leur champ en considérant des guides plans infinis pour chacune des régions (voir Figure I-11). Cela revient à résoudre l'équation d'onde pour le champ $G(y)$ dans les deux régions.

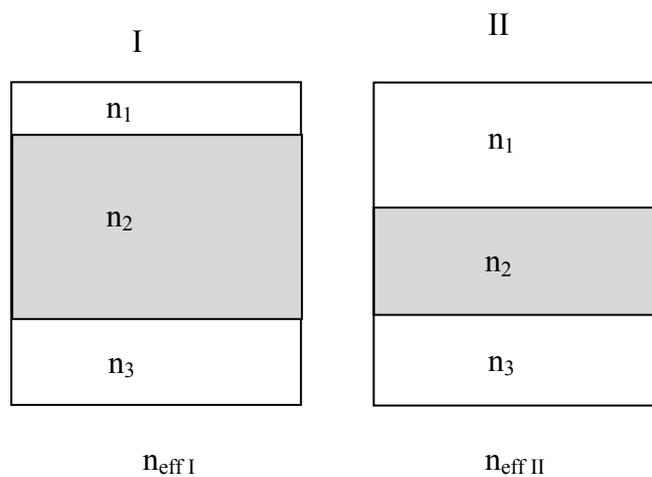


Figure .I.11 : Méthode de l'indice effectif, étape 1. Calcul des indices effectifs dans chacune des régions I et II en considérant des guides planaires.

Etape 2

On utilise maintenant les indices $n_{\text{eff},I}$ et $n_{\text{eff},II}$ obtenus précédemment afin de calculer l'indice effectif et la distribution de champ d'un guide plan infini dans la direction perpendiculaire Ox (voir Figure I-12). On obtient ainsi la solution de l'équation d'onde pour

la fonction $F(x)$ et l'indice effectif n_{eff} (donc la constante de propagation) relatif à la structure du guide ruban.

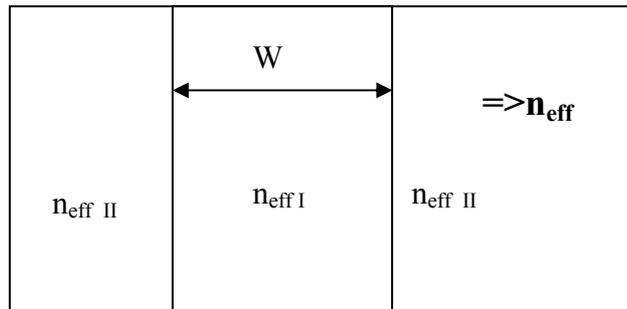


Figure I.12 : Méthode de l'indice effectif, étape 2. Calcul de l'indice effectif n_{eff} équivalent à la structure du guide ruban.

Cette méthode a été utilisée en premier lieu pour résoudre des problèmes de propagation dans des guides homogènes, bien souvent de section rectangulaire. Mais à la fin des années 80, Karl Van de Velde [10] a montré que la méthode de l'indice effectif pouvait s'étendre à des guides de formes quelconques et des profils d'indices arbitraires. Cette méthode est alors devenue une des plus utilisées dans le domaine de l'optique intégrée.

Lorsque le cœur du guide est constitué d'un matériau magnétique, il est possible d'obtenir une propagation non-réciproque de la lumière. C'est l'objet de la partie suivante.

I.1.3. Isolateur optique

Les isolateurs sont des dispositifs non-réciproques à une entrée et une sortie (figure I.13). Dans le cas d'un isolateur idéal, l'énergie est transmise dans le sens 1 (entrée \Rightarrow sortie) et n'est pas transmise dans le sens 2 (sortie \Rightarrow entrée) après réflexion. Dans la pratique cette énergie réfléchie sera atténuée.

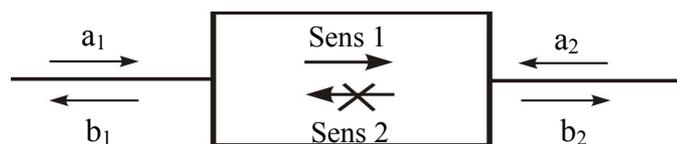


Fig. I.13. Isolateur, a_i et b_i sont les ondes incidentes et réfléchies respectivement

Dans cette partie, nous allons décrire la conversion de mode et présenter les isolateurs en optique intégrée.

I.1.3.1. Conversion de mode

Le couplage entre les modes TE et TM d'un guide planaire (figure I.14) est obtenu, en appliquant un champ magnétique longitudinal à la direction de propagation de la lumière, sur un matériau magnéto-optique.

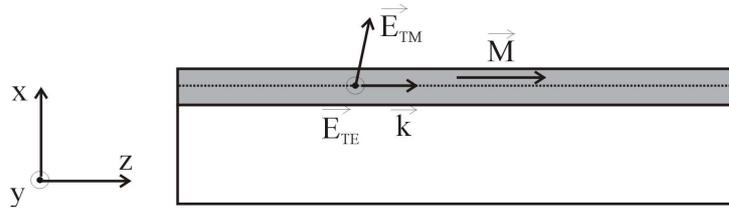


Figure. I.14. Configuration permettant le couplage de modes TE et TM (composantes E_y^{TE} et E_x^{TM}).

L'effet Faraday se traduit par des termes non diagonaux du tenseur permittivité du matériau, c'est-à-dire :

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

Où ε_{m0} est proportionnel à l'aimantation régnant au sein du matériau : $\varepsilon_{m0} = \gamma M$ La rotation Faraday spécifique s'écrit :

$$\theta_F = (\pi \text{Re}(\varepsilon_{m0}) / (n\lambda)) \quad (I.21)$$

Avec n et λ respectivement l'indice du milieu et la longueur d'onde de fonctionnement.

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 [6] conduit à l'équation des modes couplés suivante :

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

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

Où A_{TE} et A_{TM} sont les amplitudes des deux modes couplés, $\Delta\beta$ représente la différence entre leur constante de propagation $\Delta\beta = \Delta\beta_{TE} - \Delta\beta_{TM}$, et K est la constante de couplage. La solution du système différentiel conduit pour le rendement de conversion, défini par $R(z) = I_{TE}(z)/I_{TM}(0)$, à l'expression [5-7] :

$$R(z) = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} \sin^2 \left[\sqrt{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} z \right] \quad (I.24)$$

Cette relation montre que la conversion n'est complète que si $\Delta\beta = 0$. Dans ce cas, elle est obtenue pour une distance de propagation $L_C = \pi/2K$, appelée longueur de couplage. Si la différence de phase $\Delta\beta$ n'est pas nulle, le rendement de conversion est limité à la valeur R_M obtenue au bout d'une distance $L_C = \pi / \sqrt{4\theta_F^2 + \Delta\beta^2}$:

$$R_M = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} \quad (I.25)$$

A partir de cette équation, on constate que si l'on veut utiliser la conversion de mode pour réaliser un isolateur, il est nécessaire de contrôler la différence de phase $\Delta\beta$ pour la réduire au minimum.

La représentation du rendement de conversion est donnée sur la figure 1-15.

Il ressort nettement de ceci que si l'on veut utiliser la conversion de mode pour réaliser un effet non réciproque, il est nécessaire de contrôler finement la différence de phase $\Delta\beta$ afin de la minimiser. Nous verrons plus loin que l'étude de $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM} = k \Delta N_{eff}$ fait partie des objectifs de ce travail.

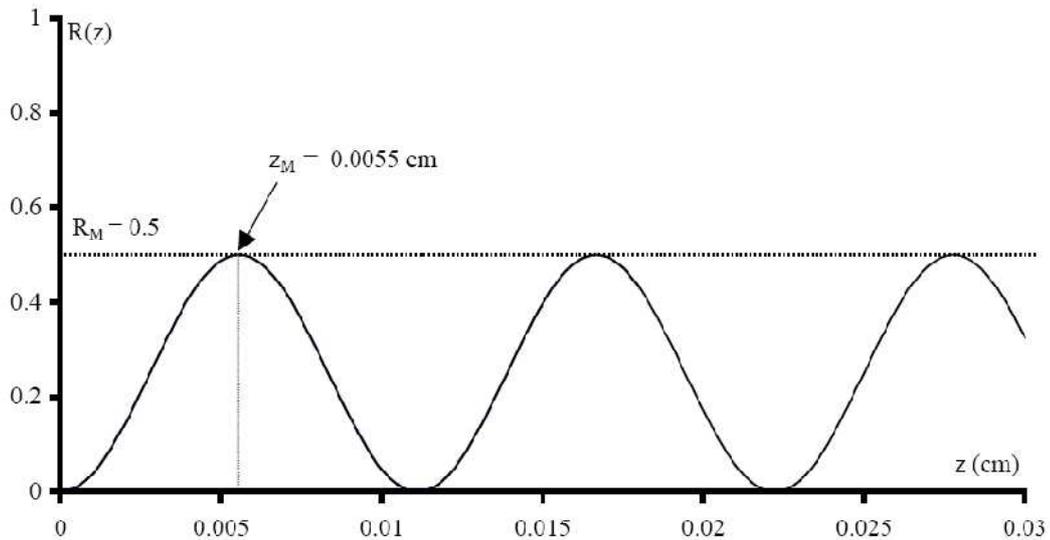


Figure 1- 15 : Evaluation du rendement de conversion $R(z)$ en fonction de la longueur de propagation z en cm. Les caractéristiques du guide sont $\Delta\beta=400^\circ/\text{cm}$ et $\theta_r=200^\circ/\text{cm}$ [3].

On résume dans ce qui suit, les différentes approches ayant conduit à maximiser le rendement de conversion.

- Tien et al proposent l'utilisation d'une aimantation périodiquement retournée. Le retournement est obtenu par un conducteur disposé en serpentins sur la couche [11].
- Monerie et al construisent une structure multicouche permettant ainsi de diminuer la différence de phase et d'augmenter le rendement de conversion [12].
- Ando et al utilisent une phase de recuit haute température (1100 °C) pour diminuer la biréfringence intrinsèque de la couche et augmenter la conversion [13].
- Damman et al se placent dans les conditions d'accord de phase en appliquant une contrainte externe à la couche, qui compense les biréfringences initiales [14].

Parmi les différentes techniques envisagées pour réduire la différence de phase $\Delta\beta$, afin d'augmenter le rendement de conversion, aucune ne s'est véritablement imposée dans les applications, car elles sont souvent difficiles à mettre en œuvre technologiquement. Une autre solution plus simple consiste à utiliser un matériau magnéto-optique, dont la rotation Faraday est élevée.

I.1.3.2. Techniques d'isolation

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

a) Isolateur à rotation

L'isolateur à rotation fut réalisé par Castéra et ses collaborateurs en 1977 [15]. Ce composant comme l'indique la figure I.16, est constitué d'un sélecteur de modes et de deux tronçons : un non-réciproque et un réciproque. Le matériau utilisé est le GdGa : YIG, il est déposé par épitaxie en phase liquide. Le tronçon non-réciproque est réalisé en utilisant l'effet Faraday par application d'un champ magnétique longitudinal au faisceau propagateur. La section réciproque est obtenue par application d'un champ magnétique inclinée à $22,5^\circ$ du plan de la couche. Les longueurs des sections non-réciproque et réciproque sont calibrées de telle façon à obtenir pour chacune d'elle une rotation de 45° .

Le mode TE incident traverse le sélecteur de modes puis la section non-réciproque et réciproque. Dans le sens aller, les effets des deux tronçons s'annulent, laissant ainsi le mode incident TE inchangé. Dans le sens retour, les effets s'ajoutent et le mode TE est converti en TM, absorbé par le sélecteur. Avec une telle structure, une isolation de l'ordre de 10 dB a été obtenue. De nombreuses équipes ont travaillé à l'amélioration de ce composant, le meilleur taux d'isolation est obtenu par Sugimoto et al en 1996 avec une isolation de 31 dB [16].

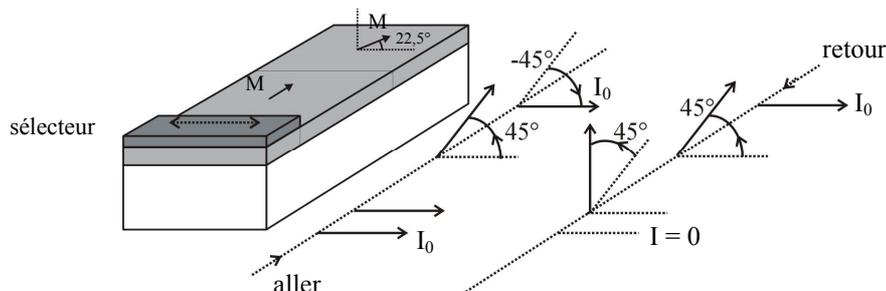


Figure. I.16 Isolateur intégré à rotation fonctionnant sur le mode TE

b) Isolateur à déphasage

La figure I.17 représente le principe de l'isolateur à déphasage. Il est constitué d'un interféromètre de Mach-Zehnder dont l'un des bras contient un déphaseur non réciproque et un réciproque, l'autre bras contient uniquement un déphaseur non réciproque. Le déphaseur non réciproque est basé sur des constantes de propagation non réciproques ($\beta_{aller} \neq \beta_{retour}$). 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 [17]. 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 [18].

Dans le sens aller, la structure permet d'obtenir une recombinaison des deux ondes, alors que dans le sens retour les deux ondes sont en opposition de phase et s'annulent.

Des isolateurs à déphasage de modes TM ont été réalisés par Fujita et al [19], et de modes TE par Bahlmann et al [20] et enfin plus récemment des isolateurs indépendants de la polarisation [21].

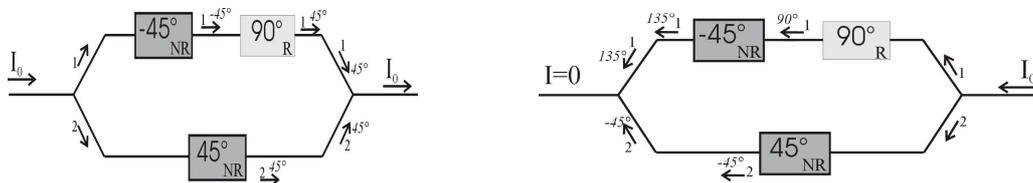


Figure. I.17. Isolateur intégré à déphasage. Les déphaseurs non réciproques (NR) ont une rotation de 45° alors que le réciproque (R) a une rotation de 90° . Les valeurs des phases accumulées sont reportées sur les ondes de chaque bras

Conclusion

Ce chapitre nous a permis de comprendre comment évolue la propagation d'ondes électromagnétiques à l'intérieur d'un guide d'onde, nous avons aussi mis en évidence les paramètres définissant un mode guidé et les calculs nécessaires à leur obtention. Nous avons également introduit la méthode de l'indice effectif qui permet la description de la propagation lorsqu'elle ne peut se faire analytiquement.

En plus, nous avons établi à travers notre 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. L'étude des modes guidés d'une structure plane a permis de constater que la biréfringence dépend des paramètres géométriques du guide.

Le chapitre suivant est consacré aux différentes techniques de fabrication des guides d'onde en couche mince.

CHAPITRE II

Techniques d'élaboration des films magnéto-optiques

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que les caractéristiques des guides d'ondes dépendaient principalement de l'indice de réfraction de la couche guidante qui doit être supérieur à ceux des deux couches environnantes. Par conséquent, pour obtenir une structure guidante, il faut micro-structurer l'indice de réfraction afin de créer une couche centrale dont l'indice sera supérieur à ceux des deux couches adjacentes. Ce principe est à la base de toutes les techniques de fabrication existantes des guides d'ondes et nous allons en exposer, dans ce chapitre, les plus courantes. On peut classer les techniques de fabrication des guides d'ondes en deux familles [1] :

- Les techniques de dépôt. Elles sont basées sur le dépôt d'une couche mince d'indice élevé sur un substrat d'indice plus faible ;
- Les techniques de substitution ; elles permettent de créer une zone d'indice élevé par l'introduction d'ions dans un substrat.

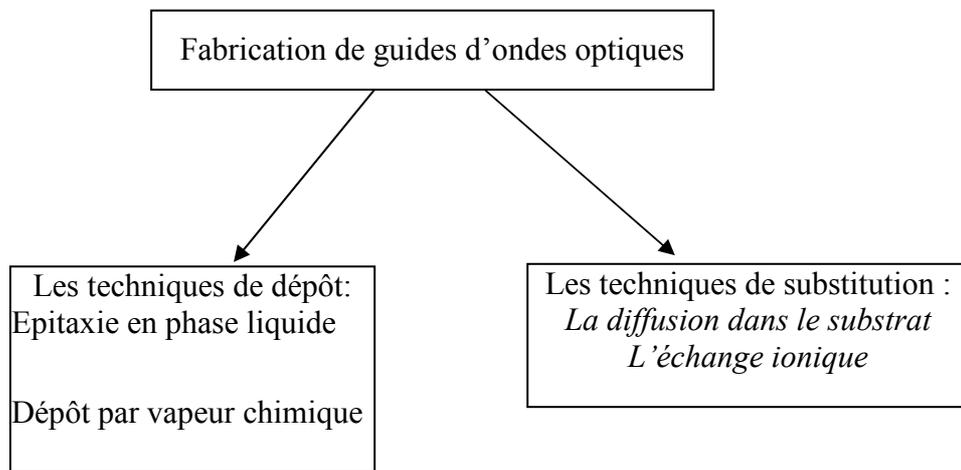


Figure. II.1 : Synoptique des différentes techniques de fabrication des films optiques

Les critères de base qui permettent de privilégier une technique plutôt qu'une autre, concernent :

- L'épaisseur et les indices de la couche guidante ainsi que leur distribution ;
- Les pertes dans la structure ;
- La pureté du matériau et ses axes optiques ;
- La stabilité du procédé et de la couche obtenue ;
- La reproductibilité de la technique ;
- Le coût de la technique et l'intérêt du matériau.

Dans ce chapitre, nous abordons le principe des différentes techniques d'élaboration des couches minces optiques. L'accent est mis sur l'obtention des films minces par voie sol gel, technique utilisée pour l'élaboration des couches minces magnéto-optiques. Cette partie n'a pas pour objectif de détailler les aspects théoriques de chaque méthode, mais seulement d'en rappeler le principe, la mise en œuvre et les principaux renseignements que l'on peut obtenir. Ces rappels ont été faits dans un chapitre à part dans le but de faciliter la lecture des chapitres concernant les résultats expérimentaux.

Il existe toutefois des limitations à l'emploi de la 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 qui est en général comprise, suivant les matériaux à déposer, entre 500 °C et 2000 °C. Or, de nombreux matériaux ne peuvent pas être chauffés à ces températures sans se détériorer, ou subir des modifications importantes de leurs caractéristiques, ce qui limite le choix des substrats.

II.1.2. Epitaxie en phase liquide

La représentation de l'appareillage utilisé pour l'épitaxie en phase liquide est donnée sur la figure II.2. Le processus opératoire est le suivant : 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 on retire le substrat du bain et on élimine les dernières gouttes adhérentes de liquide par mise en rotation très rapide de l'échantillon. Après refroidissement, on dispose en fait d'un double guide magnéto-optique, puisque l'épitaxie a lieu simultanément sur les deux faces du substrat.

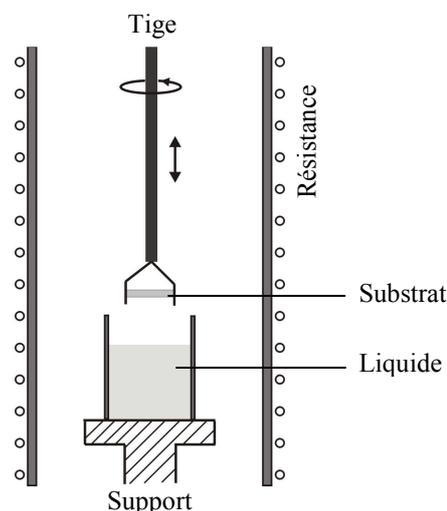


Figure. II.3. Coupe verticale de l'appareillage utilisé pour la croissance épitaxiale en phase liquide

II.1.3. Ablation laser

Le principe de 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 400 nm. 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, qu'on appelle en général le panache, est ensuite condensé sur un substrat chauffé pour assurer la cristallisation du matériau.

Un exemple de bâti est présenté figure II.4. Le laser n'étant pas situé dans l'enceinte sous vide, le faisceau est transmis 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.

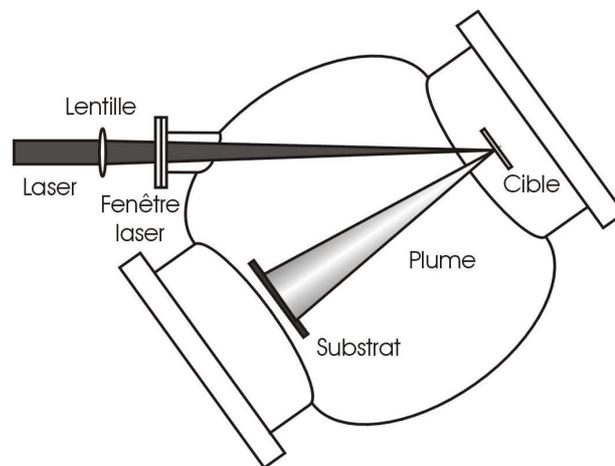


Figure. II.4. Bâti de dépôt par ablation laser

II.2. Techniques d'élaboration par voie sol gel des couches minces

La méthode sol-gel permet l'élaboration d'une grande variété d'oxydes sous différentes configurations (monolithes, films minces, fibres, poudres). Cette grande diversité,

tant de matériaux que de mise en forme, a rendu ce procédé très attractif dans des domaines technologiques comme l'optique, l'électronique et les biomatériaux. Elle présente, en outre, l'avantage d'utiliser une chimie douce et de pouvoir conduire à des matériaux très purs et stoechiométriques. Le principe de base du procédé sol-gel (correspondant à l'abréviation de «solution-gélification») est le suivant : une solution à base de précurseurs en phase liquide, se transforme en un solide par un ensemble de réactions chimiques de type polymérisation à température ambiante [22]

II.3.1. Principes physico-chimiques

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

a- Les précurseurs

Les précurseurs les plus souvent utilisés dans le procédé sol-gel sont les alkoxydes métalliques de formule générale $M(OR)_n$ où M désigne un métal de valence n et R une chaîne alkyle de type $(-C_nH_{2n+1})$. Ils peuvent être d'une très grande pureté et présentent une solubilité élevée dans une grande variété de solvants organiques. La synthèse, le comportement réactionnel et les propriétés physiques des alkoxydes ont été largement étudiés, c'est pourquoi, il ne sera rappelé que les principales caractéristiques nécessaires à la compréhension des réactions des alkoxydes en solution.

b- Mécanismes réactionnels

L'exposé des différentes étapes de formation de l'oxyde permettra par la suite de comprendre le rôle de chaque constituant des solutions élaborées. Le procédé sol gel repose sur deux réactions : l'hydrolyse et la condensation.

- L'hydrolyse

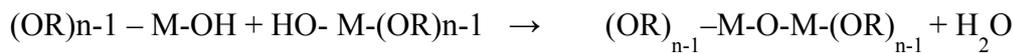
Pour que les alkoxydes puissent condenser à température ambiante, l'hydrolyse des groupements $-OR$ doit débiter le processus réactionnel. Cette étape est nécessaire pour donner naissance aux groupements hydroxydes $-OH$:



L'hydrolyse est une substitution nucléophile d'un ligand –OH à un ligand –OR. Elle s'accompagne d'une consommation d'eau et d'une libération d'alcool. Au cours de cette étape, on crée la fonctionnalité du précurseur vis à vis de la polycondensation

- La condensation

Les groupements –OH générés au cours de l'hydrolyse sont de bons nucléophiles et vont au cours de la condensation, entraîner la création des ponts M-O-M :



Tout comme l'hydrolyse, la condensation modifie la sphère de coordination du métal, mais n'augmente pas sa coordinance.

Lorsque ces deux réactions sont achevées, on obtient un gel. La transformation de la solution en un amas polymérique solide est alors généralement appelée la transition sol-gel.

c- La transition sol-gel

Le schéma généralement adopté pour la gélification est celui de chaînes polymériques en croissance qui s'agglomèrent par condensation et forment des amas.

Au cours de l'avancement des réactions d'hydrolyse et de condensation, des amas polymériques, dont la taille croît avec le temps, sont créés. Lorsque l'un de ces amas atteint une dimension infinie (c'est à dire de façon pratique la taille du récipient), la viscosité devient également infinie : c'est le point de transition sol-gel. A partir de cet instant, l'amas infini appelé «fraction gel » continue à grossir en incorporant les groupements polymériques plus petits. Lorsque toutes les liaisons ont été utilisées, le gel est formé. D'un point de vue macroscopique, la transition peut être suivie par le comportement mécanique de la solution. Elle se traduit alors par la divergence de la viscosité de la solution et d'une croissance de la constante élastique en phase gel G (ou module de coulomb). L'évolution de la viscosité d'un sol et celle de son module de Coulomb, sont ainsi présentés schématiquement sur la figure II.5, en fonction du temps : à la formation complète du gel, la viscosité devient infinie, alors que la constante élastique tend vers sa valeur maximale. L'amas solide formé à partir de la solution de base peut alors être vu comme une imbrication des chaînes polymériques formant une structure solide désordonnée. Cette structure contient encore des masses liquides emprisonnées. Leurs éliminations se fait par évaporation.

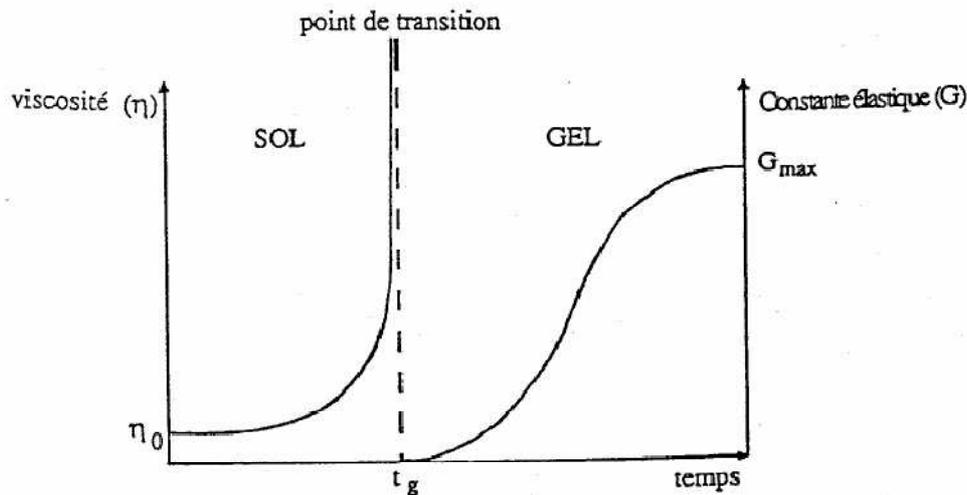


Figure. II.5 : Evolution de la viscosité de la solution et de la constante élastique du gel ; t_g correspond au temps au bout duquel la transition sol-gel est atteinte [22].

Comme toutes réactions chimiques, la transition sol-gel est sensible à son environnement, tel la température ou l'humidité, qui peut ainsi suivant sa nature, modifier la cinétique des réactions mises en jeux.

d- Paramètres influençant la cinétique des réactions

Dans le cas des précurseurs alcoxydes, la transition sol-gel n'est pas réversible. La structure finale du gel se met en place au moment des réactions, et par conséquent, détermine déjà ses propriétés à venir. Seules quelques caractéristiques pourront être modifiées au cours des étapes suivantes (dépôt, séchage, recuit). Les cinétiques relatives de l'hydrolyse et de la condensation, responsables de la croissance des amas polymériques qui engendrent le réseau, vont imposer les caractéristiques du gel obtenu. Ces vitesses de réaction, et par suite la viscosité, dépendent de plusieurs paramètres dont il faudra donc tenir compte lors du choix d'un processus d'élaboration :

- La température : c'est le premier paramètre à considérer, qui intervient dans toute réaction chimique. Dans notre cas, elle a une influence sur les vitesses d'hydrolyse et de condensation dès la préparation du sol, puis pendant le vieillissement ou le stockage. Evidemment, plus elle est élevée, plus les réactions sont rapides.
- Le choix de l'alcoxyde et de sa concentration : ce choix se fait en fonction de la réactivité de l'alcoxyde, et du type d'échantillon que l'on veut élaborer. Quant à la concentration dans le

sol, elle est surtout importante lors de la condensation ; en effet, plus elle est faible, plus les molécules aptes à se lier sont éloignées les unes des autres, ce qui retarde les réactions.

- Le solvant [22]: les alcoxydes ne sont pas miscibles dans l'eau, il est donc nécessaire de mélanger les précurseurs, l'eau et éventuellement le catalyseur, dans un solvant commun. Il est alors préférable d'utiliser l'alcool correspondant au ligand -OR de l'alcoxyde, ceci afin d'éviter d'éventuelles réactions entre les différents composants susceptibles de modifier les cinétiques de réactions. Le sol de départ est donc généralement une solution alcoolique.

- Le pH du sol (choix du catalyseur) [22] : étant donné les mécanismes mis en jeu lors de la gélification, il semble évident que le pH va jouer un rôle important dans l'évolution des réactions ; en effet, les ions H_3O^+ et OH^- n'ont pas la même influence sur les deux types de réaction : le cation H_3O^+ , attiré par l'oxygène, facilite la substitution des groupes OR par OH^- (hydrolyse), tandis que l'anion OH^- , attiré par le métal M électro-négatif, privilégie la formation de liaison M-O-M (condensation). En résumé, on peut dire qu'un milieu acide favorise l'hydrolyse, alors qu'un milieu basique accélère la condensation (figure II.6)

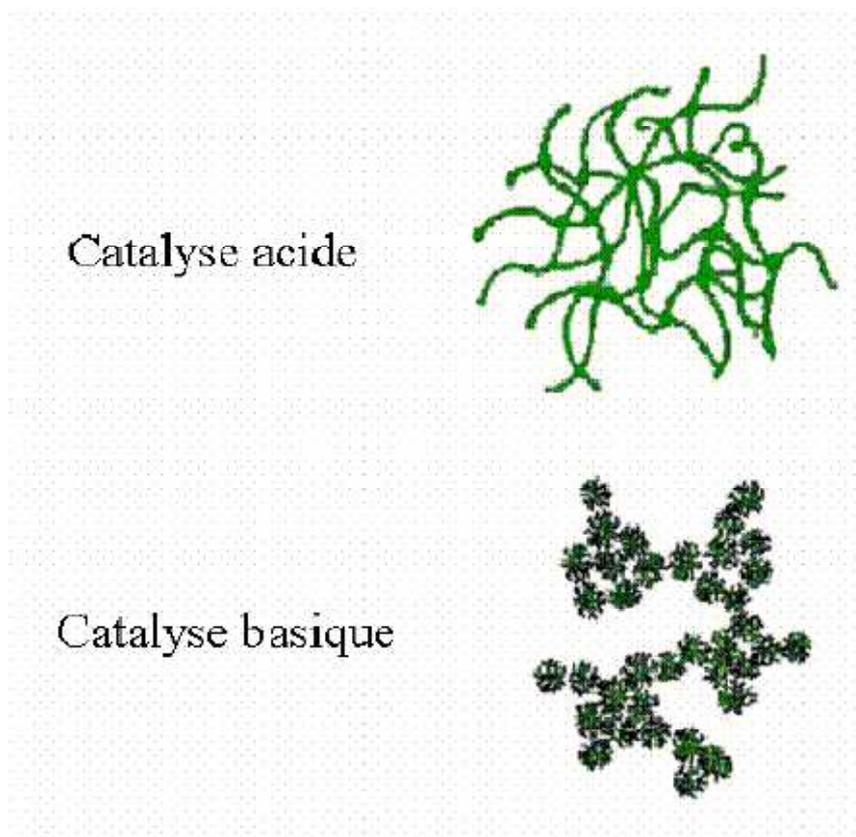


Figure .II.6 : Cette figure montre les différents assemblages possibles des amas polymériques suivant le type de catalyse. Une catalyse acide, favorisant l'hydrolyse, conduit à la formation d'amas longitudinaux ; au contraire, une augmentation de la condensation générée par une catalyse basique, mène à des amas caractérisés par une forme sphérique.[22]

La catalyse agit donc directement sur la forme du matériau élaboré. Ce facteur interviendra également de façon importante sur la porosité du matériau final, ce qui conditionnera partiellement les propriétés physiques.

II.3.2. Matrice organo-minérale

Nous avons étudié les caractéristiques des couches minces de type sol-gel hybride et comparé les résultats avec ceux du sol-gel classique.

Les matériaux sols-gels classiques sont constitués d'un réseau tridimensionnel de liaison -O-M-O-, tandis que les matériaux sols-gels hybrides sont constitués de l'imbrication de deux réseaux tridimensionnels. Le réseau métallique identique à celui de sol-gel classique et un réseau organique composé de chaînes carbonées -C-C-. Ce dernier réseau apporte de la souplesse à l'ensemble ce qui a pour effet de diminuer les contraintes intrinsèques de la matrice. De plus ce type de matériau peut être déposé en épaisseur importante en un seul tirage (3-5 μm), facilitant ainsi l'interconnexion optique. Il possède donc une attractivité intéressante.

Les matériaux hybrides sont obtenus par la mise en solution de précurseurs organiques-inorganiques ($M(\text{OR})_n\text{R}'$) qui contiennent un groupement acrylique $\text{R}' : \text{CH}_2=\text{CH}-\text{COO}-$. Lors du dépôt, le réseau minéral se construit comme précédemment. Puis une illumination sous lampe U.V active un photo-initiateur mis en solution qui casse les liaisons doubles $\text{C}=\text{C}$ et crée des liaisons -C-C-, construisant ainsi un réseau organique.

Les couches à caractériser possèdent une matrice sol-gel composée d'un mixte $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$, dont la composition relative peut être adaptée, pour ajuster l'indice moyen. Ces couches sont déposées sur des substrats classiques (verre ou pyrex) par tirage [5].

II.3.3. Dépôt en couches minces

Le dépôt de matériau sol-gel en couches minces peut se faire par trempage-retrait (Tirage) [5] (figure II.7)

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

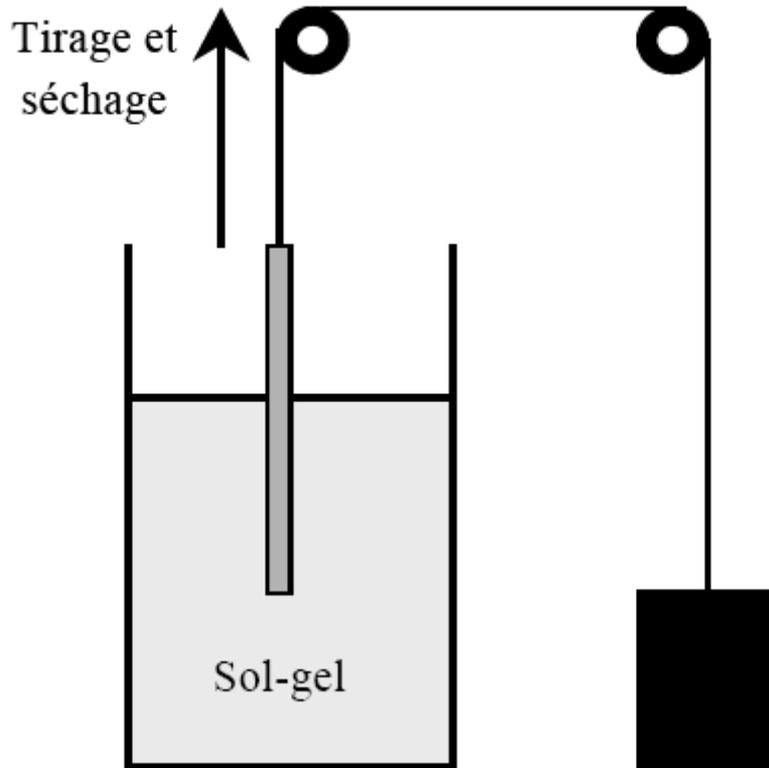


Figure II- 7 : La technique de trempage-retrait.

L'épaisseur h de la couche mince obtenue est liée à la vitesse de tirage U par la relation [5,22] :

$$h = c_1 (\eta U_0 / \rho g)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.2})$$

Où la constante c_1 est d'environ 0.8 pour le liquide newtonien, η et ρ sont respectivement la viscosité de la solution, et la densité de la solution. Quand la viscosité du substrat est faible ce qui est souvent le cas pour le dépôt de film de sol gel, l'équilibre est modulé par le rapport selon le dérivé de Landau et Levier :

$$h = \frac{0.94 (\eta U_0)^{\frac{2}{3}}}{\gamma_{LV}^{\frac{1}{6}} (\rho g)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{III.3})$$

Où γ_{LV} est la tension d'interface liquide – vapeur. Retenons simplement de cette formule que l'épaisseur déposée est proportionnelle à la vitesse de dépôt U_0 à la puissance $2/3$.

Dans le réseau tridimensionnel ainsi formé sur le substrat, se créent des pores de dimensions variées, remplis de liquide. Le solvant, piégé dans ces pores, s'évapore pendant le séchage. Pour éliminer les autres résidus et obtenir un film dense, il est ensuite nécessaire de faire subir à la couche une phase de recuit.

II.3.4 Traitement thermique

Pour obtenir l'oxyde final, la couche mince issue du dépôt subit un traitement thermique.

Cette étape se fait en trois phases [22, 23] :

- Les résidus liquides piégés dans les pores sont évacués. Il faut une température de l'ordre de 200°C pour éliminer l'eau et 300°C pour les résidus organiques.
- Si on augmente la température, le squelette poreux du film s'effondre conduisant au retrait du film et à la densification du matériau. L'oxyde est pur.
- Pour des températures suffisamment élevées (600°C, 900°C), une cristallisation peut avoir lieu, suivant la composition chimique du système.

Suivant le type de travaux effectués et d'applications recherchées, toutes les phases du traitement ne sont pas effectuées. Souvent, l'étape de densification est suffisante.

A ce stade, le processus d'élaboration de la couche mince est terminé. Aucune modification postérieure ne peut être apportée.

La description précédente constitue une approche générale des matériaux sol-gels en couches minces. Intéressons nous, désormais, au protocole spécifique utilisé pour l'élaboration des couches minces dopées par des nanoparticules magnétiques.

II.3.5 Protocole opératoire

Comme déjà cité précédemment, le protocole mis au point pour réaliser les films minces dopés est dérivé de celui utilisé auparavant pour réaliser les monolithes. Il s'agit principalement d'ajouter un ferrofluide lors de l'élaboration du sol. Les éléments clés ayant abouti à ce protocole sont les suivants :

- pour qu'une couche mince constitue un guide planaire, l'indice du matériau déposé doit être supérieur à celui du substrat. La matrice de silice formée, dans le cas des monolithes présente un indice d'au plus 1,45. Or les substrats classiques verre ou

pyrex présentent un indice de l'ordre de 1,47 et 1,51 respectivement. Il est donc nécessaire de relever l'indice moyen du matériau. Pour cela, le choix s'est porté vers l'élaboration d'un oxyde mixte SiO₂ / TiO₂, ce dernier présentant un indice plus élevé : $n_{TiO_2} = 2,2$ [24, 25].

- De la même manière que pour les monolithes, l'ajout de ferrofluide à la solution de précurseurs ne doit pas déstabiliser le milieu. La compatibilité entre les éléments chimiques doit être assurée.
- L'étude des monolithes dopés a montré que la gélification sous champ magnétique crée une anisotropie linéaire permanente. Pour exploiter cette propriété, le dispositif de tirage doit être conçu de façon à maintenir la couche sous champ.

Au regard de ces différents éléments, le protocole opératoire représenté sur la figure II.8 a été mis au point.

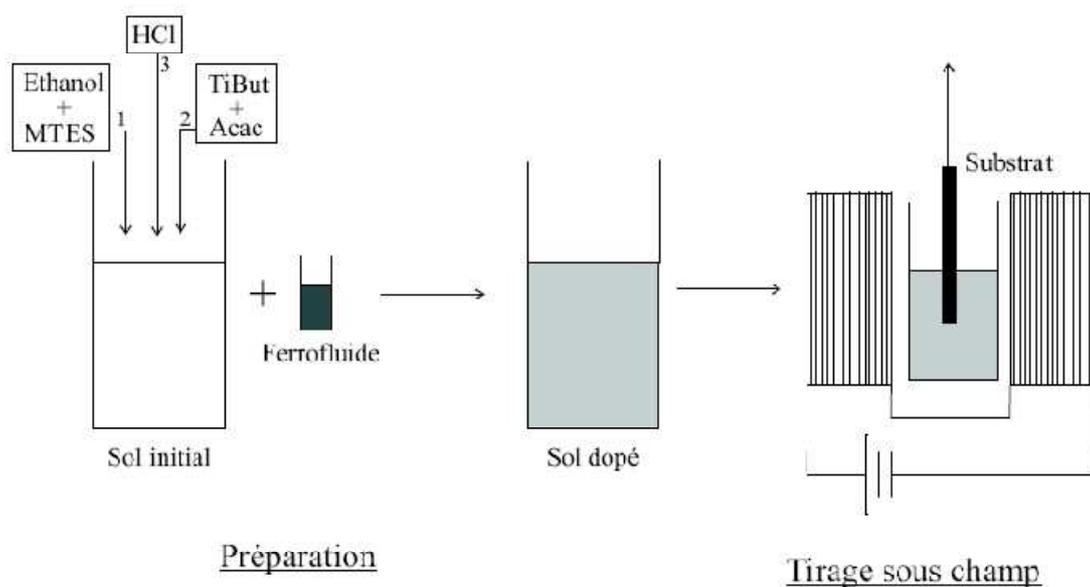


Figure. II.8 Représentation du protocole opératoire utilisé pour la préparation du sol et le tirage. Les numéros rapportés sur les éléments chimiques correspondent à l'ordre d'introduction dans la solution [5].

Le sol

Le sol initial est principalement réalisé à partir de deux solutions. La première contient le précurseur de silice dans le solvant éthanol. Il s'agit du méthyltriéthoxysilane (MTEOS) CH₃Si(OC₂H₅)₃. La deuxième contient l'alcoxyde de titane, le tétrabutoxyorthotitanate

(BuTi), $Ti(C_4H_9)_4$, mélangé à son agent chélatant, l'acétylacétone (acac). Ce dernier a pour fonction de complexer l'alcoxyde de titane, afin de diminuer sa réactivité vis-à-vis des espèces nucléophiles et tout particulièrement l'eau. Sa précipitation sous forme de $Ti(OH)_4$ est ainsi prévenue. Le rapport de concentration molaire entre les aloxydes de silicium et de titane est de 70%-30%.

Une solution d'acide chlorhydrique (HCl) est ensuite ajoutée pour apporter de l'eau, catalyser l'hydrolyse et se placer dans une zone de pH (entre 2 et 4) où l'introduction du ferrofluide est possible sans précipitation. L'ensemble est placé sous agitateur magnétique pendant plusieurs heures.

La dernière étape consiste à introduire le ferrofluide de Maghémite (γ - Fe_2O_3). Avant l'étape de tirage, le sol est filtré à $0,2 \mu m$ afin d'éliminer d'éventuelles particules solides.

Dispositif de tirage

Pour orienter les nanoparticules dans la matrice et, éventuellement, créer une anisotropie permanente, la gélification du sol doit se faire sous champ magnétique. Or, dans le cas de couche mince, celle-ci a lieu lors du tirage de la couche. Pour cela, le LPMCN a réalisé une machine de tirage spécifique, 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 : plutôt que de tirer la couche vers le haut, c'est le bûcher qui se déplace vers le bas. L'amplitude du champ appliqué est de 6000 Oe (0,6 T).

Deux types d'orientation de champ peuvent être obtenus : soit parallèle au plan du substrat, soit perpendiculaire. Une fois la couche déposée, celle-ci reste pendant 20 min sous l'influence du champ. La vitesse de tirage, réglée par un asservissement sur un moteur à courant continu, peut être ajustée de 1 à 6 cm/min.

Le séchage complet et la densification de la couche sont obtenus lors du recuit.

Paramètres de recuit

Après séchage sous champ, les couches sont introduites directement dans un four tubulaire, dont la température peut être ajustée entre $100^\circ C$ et $900^\circ C$, pendant 30 min.

Un flux gazeux traverse l'enceinte de recuit. Il peut s'agir d'oxygène (O_2), d'un mélange ozone/oxygène (O_3/O_2) ou d'argon (Ar). La couche est ensuite retirée progressivement du four en 15 min.

Les étapes de tirage et de recuit peuvent alors être répétées pour obtenir des multicouches.

II.3.6 Particularités du ferrofluide

L'introduction du ferrofluide dans le sol initial n'est, bien évidemment, pas aussi simple que cela a pu paraître ci-dessus. Il faut prendre garde de ne pas déstabiliser la suspension de nanoparticules, ce qui pourrait aboutir à la formation d'agrégats. D'ailleurs, à ce titre, l'étape de filtrage à $0,2 \mu\text{m}$ est un gage de confiance, puisqu'aucun résidu ne reste dans le filtre.

Ainsi, les ferrofluides dispersés dans l'eau, que nous avons utilisés pour étudier les effets de taille, ne peuvent pas servir de dopant ici. En effet, dans ce cas, les nanoparticules issues de la co-précipitation sont complexées par des molécules de citrate qui, portant des charges, assurent la stabilité dans l'eau, solvant polaire. Or, le sol utilisé dans la préparation des couches est un solvant non-polaire. Une étape différente de protection des particules doit donc être effectuée, pour assurer une dispersion correcte dans ce type de solvant.

Pour cela, les nanoparticules sont dispersées dans l'alcool isopropylique, solvant non polaire, au moyen d'un surfactant constitué d'une amine quaternaire $\text{N}+\text{R}_1\text{R}_2\text{R}_3\text{R}_4$. Son atome d'azote portant une charge, il entre en interaction avec la particule. Le reste de la molécule, constitué de longues chaînes carbonées (R_i), crée de l'encombrement stérique et se comporte comme un ensemble non polaire. La protection des nanoparticules est alors assurée. La solution obtenue est un ferrofluide surfacté, et devient compatible avec le sol initial présenté plus haut. Cette étape préalable d'élaboration chimique, mise au point par le LI2C est cruciale, et conditionne le bon déroulement du dopage en nanoparticules.

Le ferrofluide utilisé est constitué de nanoparticules de Maghémite $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ de concentration volumique 0,86 %. Ses paramètres de distribution en taille sont $d_0 = 6,7 \text{ nm}$ et $s = 0,34$. Pour faire varier le taux de dopage dans le sol et donc dans les couches, la quantité de ferrofluide est ajustée. Dans la pratique, deux concentrations différentes ont été utilisées :

- 0,5 ml de ferrofluide pour 15 ml de sol au total : concentration dénommée dans la suite 1/30.
- 2 ml de ferrofluide pour 15 ml : concentration 4/30.

II.3.7 Nature des substrats

Pour la réalisation de guide d'onde planaire, des substrats de verre et Pyrex ont été utilisés. Leurs caractéristiques respectives sont regroupées dans le Tableau suivant:

Type	Indice de réfraction	Coefficient d'expansion thermique	Epaisseur
Verre (Menzel)	1.515(633 nm)	$9,03 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ (20-300°C)	1mm
Pyrex	1.472 (589.3nm)	$4,6 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$	2mm

Table III.1 : présentation des substrats utilisés.

Leurs dimensions sont celles des lames de microscope: 25 x 76 mm. Pour une utilisation dans un guide d'onde planaire, ces deux types de substrat diffèrent principalement par la valeur de leur indice de réfraction, celui du pyrex étant plus faible. Ainsi, pour un même matériau déposé, le guide construit sur pyrex possédera plus de modes que celui sur verre. Ce dernier favorise donc la réalisation de guide monomode. Pour obtenir une bonne résolution sur le calcul de l'indice de la couche via des mesures M-Lignes, il est par contre intéressant de multiplier le nombre de modes. Dans ce cas, le Pyrex présente la meilleure caractéristique.

Conclusion

L'objectif général 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.

Pour cela, une couche mince sol-gel dopée par des nanoparticules (Maghémite) est déposée sur un substrat classique (verre ou pyrex) par tirage (dip-coating) [5,7]. La matrice sol-gel est composée d'un mixte $[(\text{SiO}_2)_x/(\text{TiO}_2)_{1-x}]$ et $[(\text{SiO}_2)_y/(\text{ZrO}_2)_{1-y}]$ où la proportion de TiO_2 et ZrO_2 permet l'ajustement de l'indice optique de la couche afin d'obtenir un guide monomode [5].

Si l'indice est proche de celui du substrat, il sera possible d'augmenter l'épaisseur de la couche tout en restant monomode. Par exemple, une couche d'indice 1,52 sur verre (1,515) est monomode jusqu'à une épaisseur de 3,5 μm pour une longueur d'onde de 633 nm. Le couplage à fibre optique devrait donc être facilité.

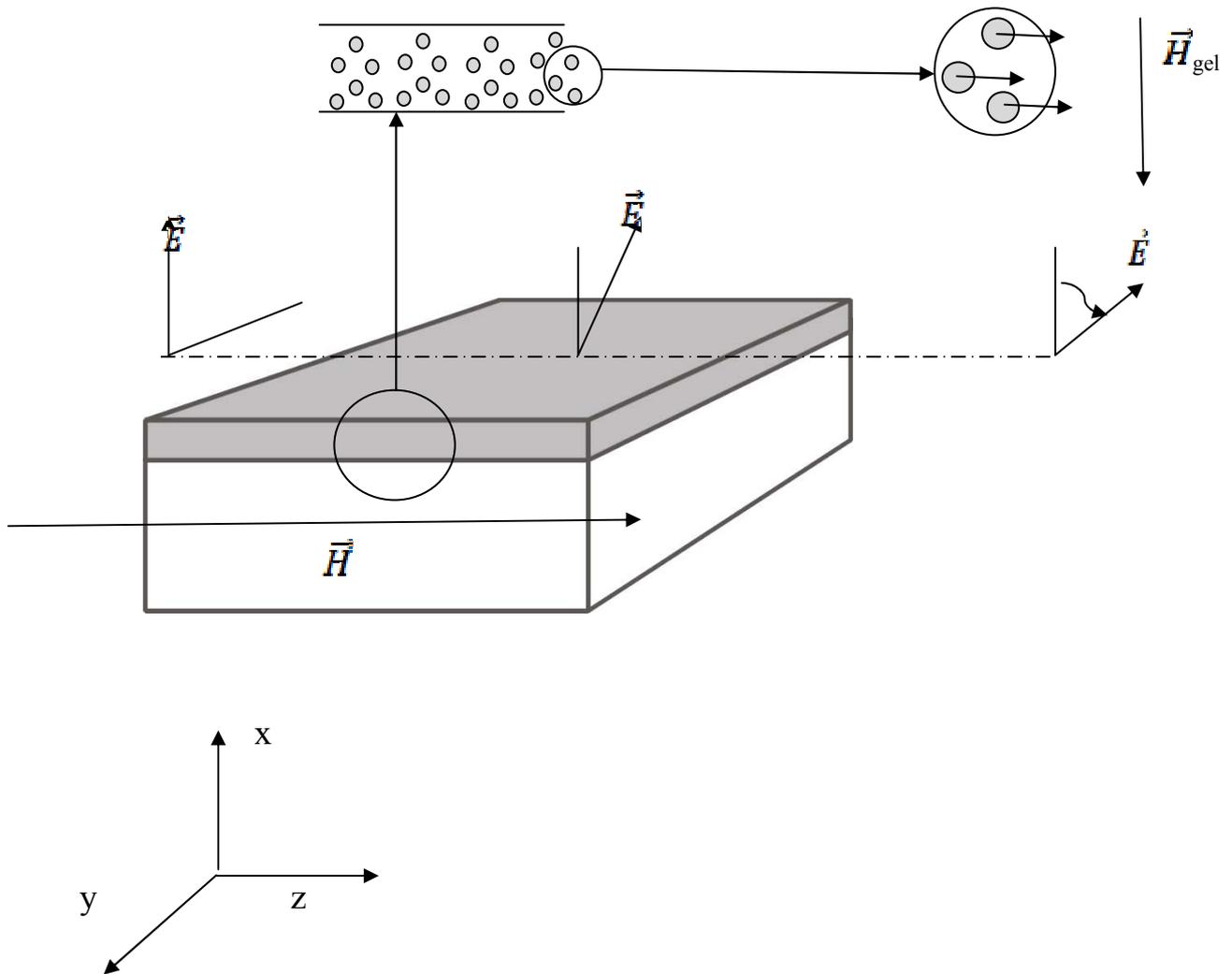


Figure II. 9 Représentation générale des objectifs de l'étude. Les nanoparticules sont orientées par un champ de gélification H_{gel} pour créer une anisotropie planaire et compenser la biréfringence de mode. L'application d'un champ magnétique longitudinal crée un couplage de mode TE-TM.

L'application d'un champ magnétique transverse à la couche (Ox) pendant la phase de gélification doit créer une anisotropie linéaire rémanente au sein du matériau en augmentant l'indice optique pour une onde lumineuse polarisée perpendiculairement à la couche.

Ainsi, l'indice effectif du mode TM doit être augmenté par rapport à celui du mode TE, ce qui permet d'envisager de compenser la biréfringence de mode inhérente au guide planaire.

Ensuite, l'application d'un champ magnétique longitudinal doit orienter les moments portés par les particules dans le sens de la propagation et ainsi créer un couplage de mode TE-TM. Si la biréfringence de mode est compensée, ce couplage doit être efficace.

Tous ces éléments sont représentés sur la figure II.9. L'anisotropie induite par les nanoparticules a été symbolisée par une représentation ellipsoïdale de leur forme.

D'une manière générale, cette étude constitue une approche technologique nouvelle des guides magnéto-optiques dont le but final est de réaliser des composants facilement utilisables en optique intégrée sur verre.

CHAPITRE III

Techniques de caractérisation des films magnéto-optiques

Introduction

La caractérisation des guides d'onde passe par l'excitation des modes guidés de la structure à étudier. Cela présente un intérêt majeur, non seulement pour déterminer les propriétés physiques et géométriques du guide d'onde mais aussi pour l'application pratique de ce composant dans les circuits optiques intégrés.

Dans ce chapitre, nous abordons le principe des différentes techniques de caractérisation des couches minces magnéto-optiques. Les rappels ont été faits dans un chapitre à part dans le but de faciliter la lecture des résultats expérimentaux. Nous présenterons tout d'abord, les méthodes de couplage de la lumière dans les guides d'ondes. Puis nous aborderons, les techniques de caractérisation optique (m-line) et magnétique (effet Faraday).

III.1. Techniques de couplage dans les guides d'onde optiques

Dans cette partie, nous allons rappeler les différentes techniques expérimentales qui permettent d'injecter la lumière dans un guide d'ondes et de déterminer ses propriétés optiques. Ces techniques peuvent être réparties en Deux familles [1]:

- Les techniques de couplage transversal
- Les techniques de couplage longitudinal

Les critères essentiels d'un bon couplage peuvent être résumés par les trois points suivants :

- L'efficacité,
- La sélectivité,
- La facilité de mise œuvre.

III.1.1. Couplage transversal

Le principe de ce type de couplage est d'injecter la lumière du faisceau incident à travers une coupe droite du guide d'ondes. On peut distinguer deux types de couplage transversaux : le couplage par tranche et celui par biseau.

a- L'injection par la tranche

Le faisceau incident est focalisé sur la tranche du guide d'onde (figure III.1). Le couplage peut s'effectuer à partir d'une source laser, d'une fibre optique, ou par l'intermédiaire d'un second guide. Cette méthode est couramment utilisée en optique intégrée surtout pour les micros guides et paraît, à première vue, relativement simple d'emploi. Toutefois, sa mise en oeuvre nécessite une bonne stabilité et un alignement très précis des éléments constituant le banc optique. Elle requiert également un polissage de grande qualité des tranches d'entrée et de sortie du guide. Il est à noter que cette technique ne permet pas de sélectionner un mode guidé puisqu'elle excite tous les modes en même temps. La méthode de couplage par la tranche impose que la longueur du guide soit la même que celle de l'échantillon. Ceci peut représenter un inconvénient majeur dans le cas d'un guide réalisé par faisceau d'électrons car il est nécessaire de faire un compromis entre la durée d'irradiation et la surface balayée par les électrons. Il apparaît dans le cadre de notre étude que cette méthode est mieux adaptée à la caractérisation des micro guides puisque les dimensions obtenues sont faibles (quelques micromètres).

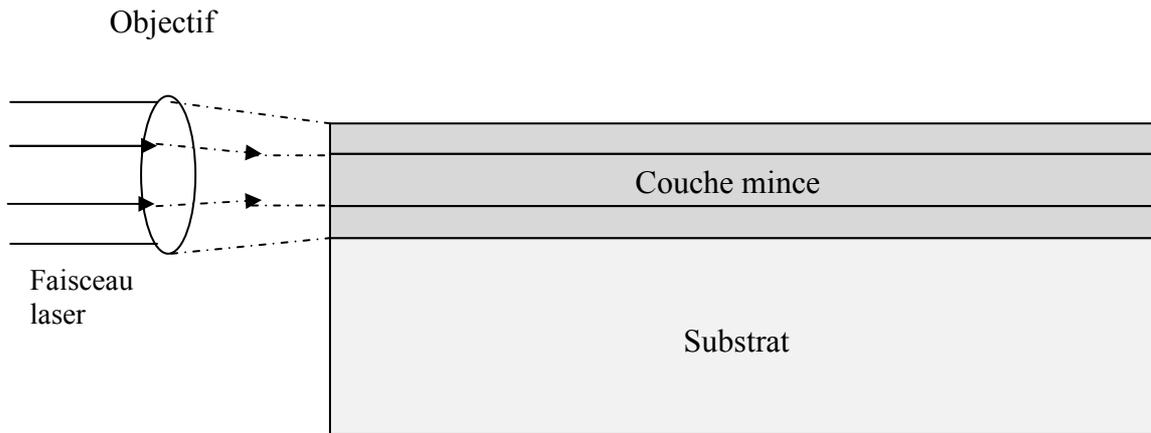


Figure III.1 Injection de lumière par la tranche, dans une couche mince.

b- Le couplage par biseau

Cette méthode consiste à polir l'extrémité du guide en forme de biseau sur une distance égale à 10 à 100 fois la longueur d'onde utilisée (figure III.2). Cette méthode est particulièrement intéressante pour caractériser des guides à fort indice (comme dans le cas du GaAs) pour lesquels il est difficile de trouver un prisme d'indice élevé et transparent à la longueur d'onde utilisée. Cette technique est très peu utilisée car elle est difficile à mettre en œuvre et ne permet pas d'exciter sélectivement les modes guidés. De plus, l'efficacité théorique du couplage n'est que de l'ordre de 40%.

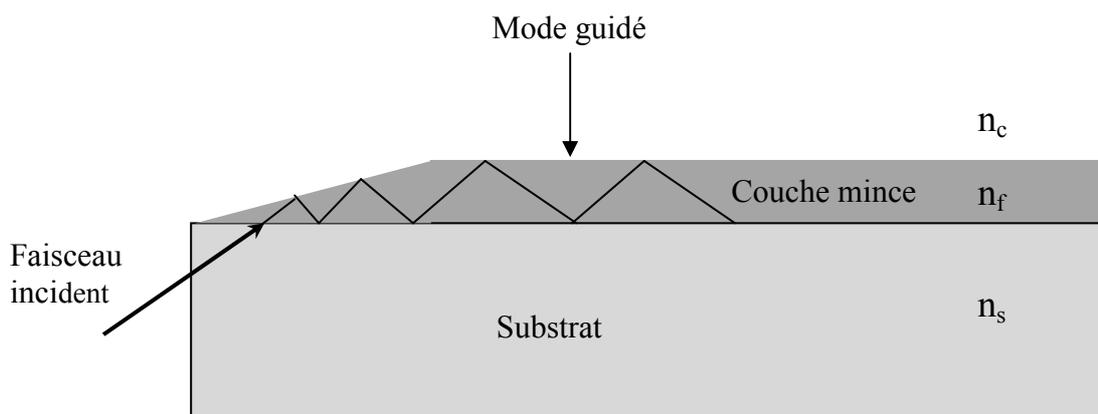


Figure III.2 Injection de lumière par biseau, dans une couche mince.

III.1.2. Couplage longitudinal

Dans ce cas, l'excitation des modes guidés s'effectue par un couplage distribué dans le plan du guide d'ondes. D'une part, l'énergie du faisceau incident ne sera couplée que si la projection du vecteur d'onde incident, suivant la direction de propagation, est égale à la constante de propagation β du mode à exciter, d'autre part, l'énergie de l'onde incidente est transférée à l'onde guidée par l'intermédiaire d'un dispositif de couplage qui peut être soit un réseau soit un prisme.

a- Le couplage par réseau

Cette technique consiste à graver un réseau à la surface du guide. Le faisceau incident est alors diffracté par le réseau et peut être couplé à des modes guidés dès lors que la condition d'accord de phase est réalisée : le réseau présente l'avantage de constituer un coupleur permanent et sélectif. Sa mise en oeuvre est aisée mais c'est la fabrication du réseau qui est délicate et nécessite un appareillage et des techniques particulières. L'efficacité de couplage dépend fortement du pas et de la profondeur du réseau, des caractéristiques du faisceau incident et de la zone de couplage (figure III.3).

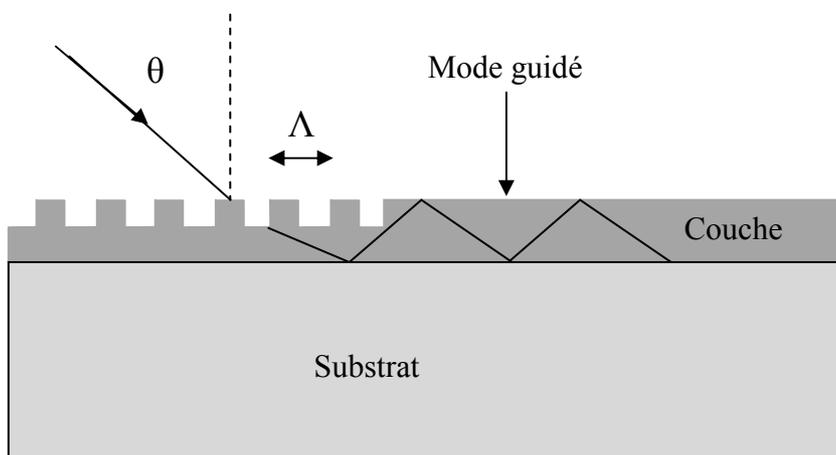


Figure III.3 Illustration du couplage par réseau, Λ est le pas du réseau.

b- Le couplage par prisme

Cette méthode est couramment utilisée en optique guidée compte tenu de sa facilité de mise en oeuvre. Elle est détaillée dans le paragraphe suivant et sera employée dans toute la partie expérimentale de ce travail pour caractériser les guides réalisés par voie sol gel.

III.2. Techniques de caractérisation des couches minces

Différentes techniques de caractérisation ont été utilisées pour étudier les couches minces magnéto-optiques élaborées par voie sol gel. Ces caractérisations nous renseignent sur les caractéristiques géométriques, optiques, magnéto-optiques et physico-chimiques des couches. Dans cette partie nous allons détailler le principe de fonctionnement de chaque appareil de mesure.

III.2.1. Caractérisation optique de couches minces

Nous présentons ici la technique de couplage par prisme, permettant d'injecter la lumière dans une couche mince. On détaillera cette technique, plus appropriée aux guides d'onde plan et d'un emploi très souple puisqu'elle permet l'injection du faisceau laser en un point quelconque du guide. On présentera également la spectroscopie de lignes noires, utilisée pour mesurer l'indice et l'épaisseur de la couche.

III.1.2.1. Couplage par prisme

Il consiste à placer un prisme d'indice n_p supérieur à l'indice du film, à proximité de la surface du guide d'onde plan, comme représenté (figure III.4). Un faisceau laser, incliné d'un angle θ_m par rapport à la normale à la face d'entrée, est envoyé sur le prisme.

Pour certains angles d'incidence θ_m (angles synchrones), il se produit un transfert d'énergie de l'onde incidente vers le guide avec excitation de modes guidés [27,28]. Ce transfert s'effectue par l'intermédiaire d'ondes évanescentes créées dans le gap d'air entre le prisme et le guide sous condition d'accord de phase. Pour obtenir un gap d'air suffisamment faible, et optimiser le couplage, une pression est appliquée sur la face arrière du substrat.

Dans cette configuration, la condition d'accord s'écrit :

$$N_m = n_p \sin \left(A_p + \arcsin \left(\frac{\sin \theta_m}{n_p} \right) \right) \quad (\text{III.1})$$

N_m est l'indice effectif du mode guidé, A_p et n_p sont respectivement l'angle et l'indice du prisme.

Le couplage par prisme permet d'obtenir une bonne efficacité théorique de couplage de 80 % pour un gap d'air uniforme. Dans la pratique, la pression exercée à l'arrière du substrat rend le gap non uniforme et l'efficacité de couplage peut atteindre 95 % [29].

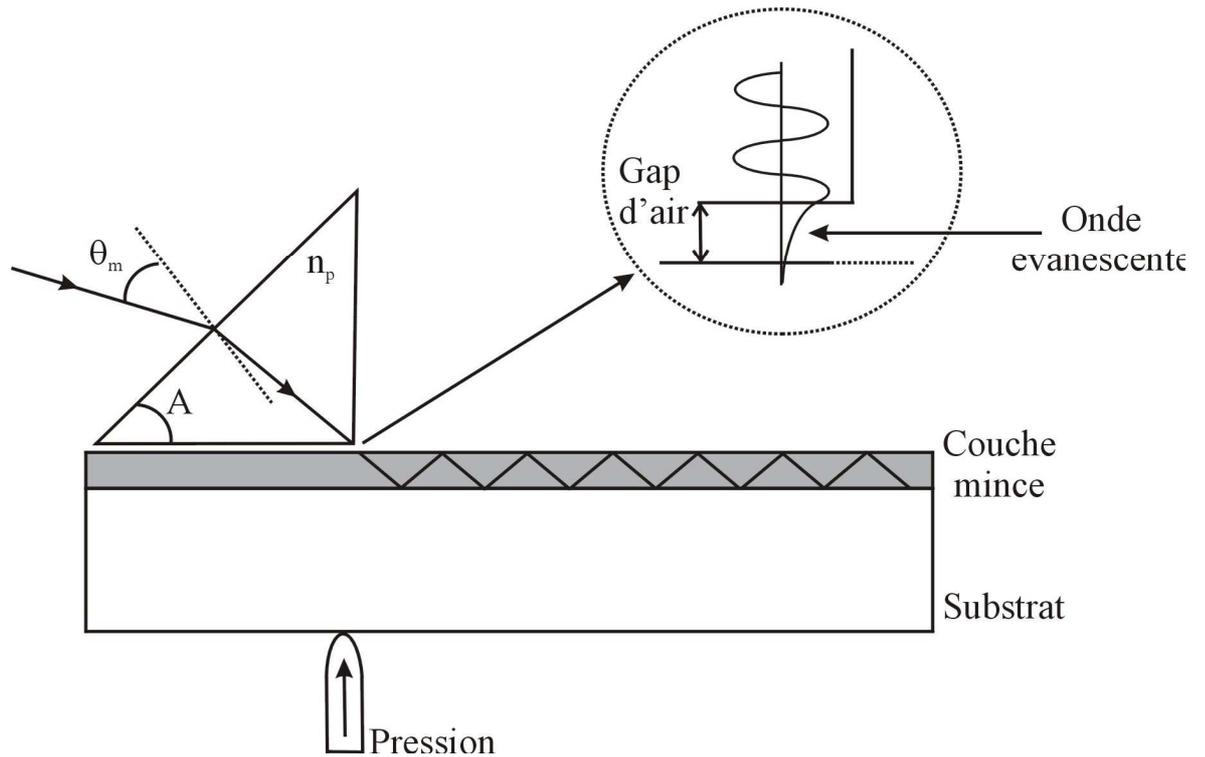


Figure. III.4. Couplage par prisme

Parmi les différentes techniques de couplage, la méthode de couplage par prisme présente l'avantage d'être sélective aux modes guidés, non destructive, non localisée et souple d'utilisation. C'est pour cette raison que nous avons choisi de l'utiliser pour nos caractérisations.

III.1.2.2. Spectroscopie de lignes noires

Les paramètres opto-géométriques, à savoir l'indice de réfraction et l'épaisseur des guides sont déterminés par la spectroscopie des lignes noires, plus communément appelée spectroscopie m-lines. Cette technique est couramment utilisée en optique intégrée et largement détaillée dans la littérature [28,30]. La spectroscopie des lignes noires présente l'avantage d'être non destructive et relativement simple d'utilisation.

a) Principe

Son principe consiste à coupler un faisceau laser dans le guide à étudier par l'intermédiaire d'un prisme isocèle, et de mesurer les angles d'incidences θ_m sur la face d'entrée du prisme pour lesquels il y a propagation du mode m dans le guide, lui même pressé contre le prisme afin d'optimiser le gap d'air entre ces deux éléments. Le faisceau laser

converge sur le prisme dans les conditions de réflexion totale, et de façon à obtenir un point de convergence sur la base du prisme, à l'endroit où le gap d'air est ajusté. Pour les angles d'incidences θ_m , on détecte sur l'écran des lignes noires correspondant à des modes guidés lors de l'observation de la lumière réfléchi. La détermination expérimentale de θ_m permet d'accéder à la valeur de l'indice effectif N_m au travers de la relation III.1.

La mesure des indices effectifs d'un guide planaire peut servir à la détermination de son indice n_f et son épaisseur h , à partir des équations de dispersion présentées au chapitre I (équations I.14 et I.15). Ce sont des relations de la forme :

$$F(n_c, n_s, N_m, \lambda, h, n_f) = 0 \quad (\text{III.2})$$

Où les seules inconnues sont l'épaisseur h et l'indice n_f du film, les autres paramètres (n_c, n_s, λ) étant connus ou expérimentalement accessibles (N_m : indice effectif du mode m).

Lorsque le guide supporte m modes pour un même état de polarisation du faisceau incident, la détermination de l'indice et de l'épaisseur est obtenue par un calcul itératif décrit par Pelletier et al [30]. En pratique, la propagation de deux modes suffit pour calculer l'épaisseur et l'indice de la couche. Lorsque le guide est monomode, seule la mesure d'indice effectif est accessible, la détermination de l'indice de réfraction du film nécessite la connaissance de l'épaisseur.

b) Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé (figure III.5) est constitué d'une source lumineuse qui peut être une lampe blanche équipée par un monochromateur dont la longueur est ajustable dans la gamme 470–820 nm, ou des diodes lasers qui émettent ponctuellement à 820, 980, 1320, 1550 nm. Ensuite, un objectif permet de focaliser le faisceau sur un diffuseur qui agit comme un élargisseur de faisceau [40]. Le faisceau est focalisé au moyen d'un objectif de microscope, sur un diffuseur (calque) en rotation uniforme. Le calque permet de moyennner le spectre du faisceau, afin d'obtenir sur l'écran de sortie, un cercle lumineux uniforme. Un polariseur permet ensuite de sélectionner les modes TE et TM. Le prisme est monté sur une platine tournante équipée de translateurs xyz. La surface du guide à étudier est mise en contact avec la base du prisme. Le couplage est réalisé en appliquant une pression sur la face arrière de l'échantillon à l'aide d'une vis micrométrique. La platine tournante donne accès aux différents angles de synchronisme du guide. Les lignes noires sont visualisées en

réflexion sur un écran placé en sortie de prisme. Les angles θ_m sont déterminés en positionnant la ligne noire correspondant au mode guidé m sur un réticule. La résolution angulaire de la rotation est $0,01^\circ$, donnant un niveau de précision de $\pm 10^{-4}$ sur l'indice effectif.

Dans ce dispositif, on utilise un prisme en rutile (TiO_2) dont l'indice est donné en fonction de la longueur d'onde par les formules suivantes [5,6] :

$$n_p^2 = \begin{cases} 7,197 + 3,220.10/(\lambda^2 - 0,843.10) & \text{en TE} \\ 5,913 + 2,441.10/(\lambda^2 - 0,803.10) & \text{en TM} \end{cases} \quad (\text{III.3})$$

Où λ est exprimée en Angstrom, ce qui donne pour $\lambda = 1550 \text{ nm}$: $n_p = 2,708$ en TE et $2,453$ en TM.

Ces valeurs sont supérieures à l'indice des couches minces magnéto optiques que nous caractérisons et autorisent donc son utilisation.

Notons que le matériau constituant le prisme doit être à haut indice, le plus transparent possible à la longueur d'onde de travail et relativement dur pour éviter sa détérioration due aux pressions successives à sa base.

c) Intérêt de la spectroscopie des lignes noires :

La spectroscopie des lignes noires donne accès également à :

- L'uniformité et l'homogénéité du guide : Elles sont déterminées en déplaçant le prisme à la surface du film. On accède ainsi aux valeurs de l'indice et l'épaisseur en différents points du guide.
- La qualité du guide : elle conditionne l'aspect des lignes noires. Elles sont en effet d'autant plus fines que le guide est de bonne qualité.

La dispersion du guide : ce dispositif étant multi-longueur d'onde, il permet de déterminer si nécessaire la dispersion du matériau constituant le film.

- La précision sur la biréfringence : La résolution angulaire pour la détermination des angles synchrones est de 0.01° , donnant une précision de $\pm 10^{-4}$ sur l'indice effectif et de $\pm 2.10^{-4}$ sur la biréfringence des modes $\Delta N = \Delta\beta/k_0$ (Figure III.5)

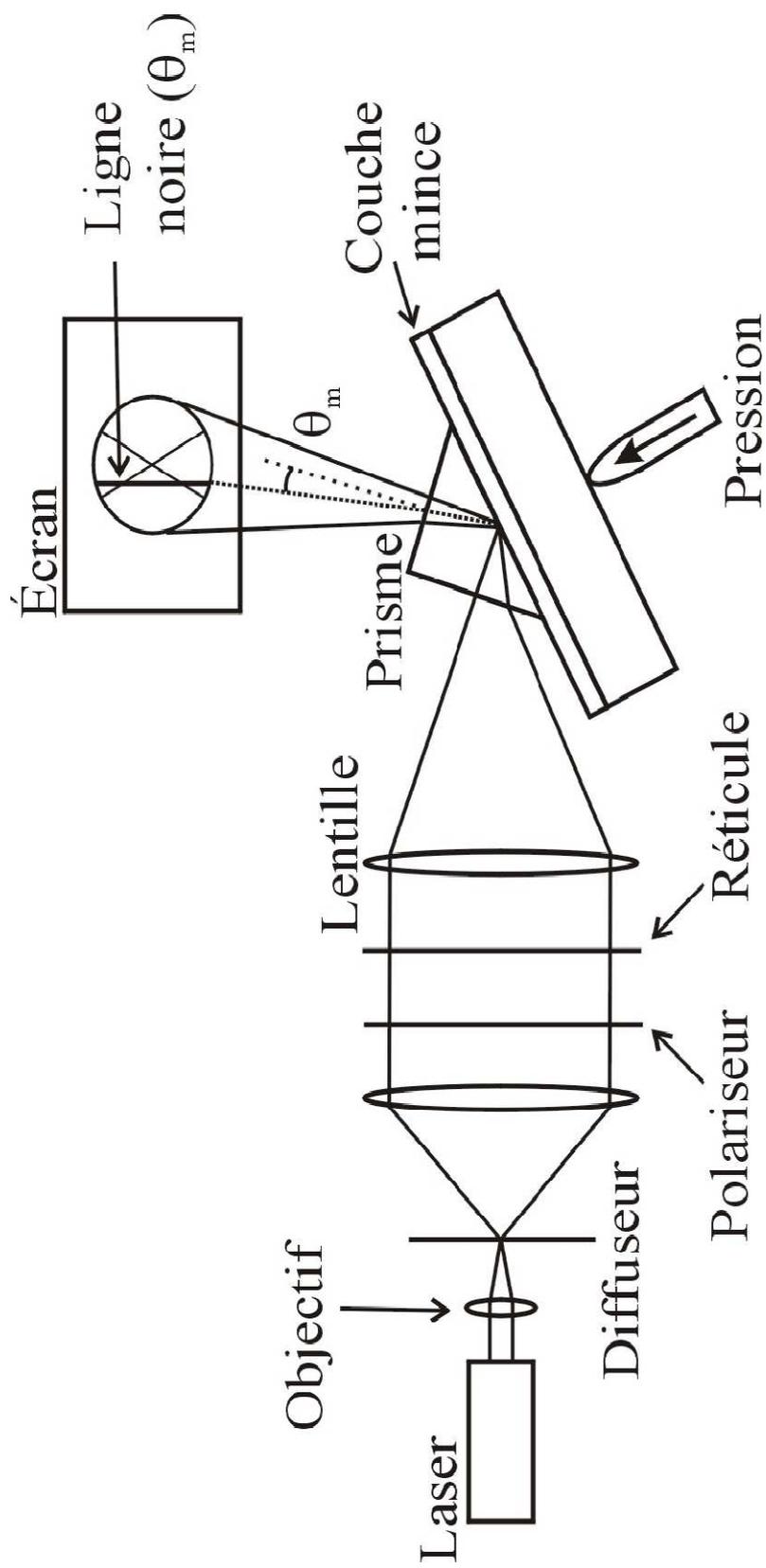


Fig. III.5. Dispositif expérimental de la technique de spectroscopie des lignes noires

III.3. Caractérisation magnéto-optique

a) Effet Faraday (ou biréfringence magnétique circulaire)

C'est à Michael Faraday que l'on doit la mise en évidence de l'action d'un champ magnétique sur l'activité optique de la matière [31]. En 1846, il montra en effet que le plan de polarisation de la lumière subissait une rotation en traversant un verre au borate de plomb placé entre les pôles d'un électro-aimant (figure III.6). Plus tard, il fut établi que cette rotation du plan de polarisation de la lumière était une propriété générale de la matière, l'angle de rotation pouvant être relié à l'aimantation du matériau par une expression de la forme :

$$\theta_F = \int_L k M_z \cdot dl \quad (III.4)$$

où θ_F est la rotation du plan de polarisation, M_z la composante de l'aimantation du matériau dans la direction de propagation de la lumière, L la distance parcourue par la lumière et k une constante qui dépend du matériau, de la longueur d'onde et de la température.

Dans les matériaux paramagnétique et diamagnétique, l'aimantation est proportionnelle au champ magnétique appliqué, sous certaines conditions de température pour les matériaux paramagnétiques [32]. La rotation Faraday prend alors la forme suivante :

$$\theta_F = \int_L V \cdot H \cdot dl = V \cdot H \cdot L \quad (III.5)$$

Où H est la composante du champ magnétique suivant la direction de propagation de la lumière, V la constante de Verdet spécifique du matériau et dépendant de la longueur d'onde de la lumière. Pour les matériaux ferri- ou ferromagnétiques, l'aimantation n'est pas linéaire avec le champ magnétique appliqué, dans ce cas, on ne peut pas parler de constante de Verdet [33].

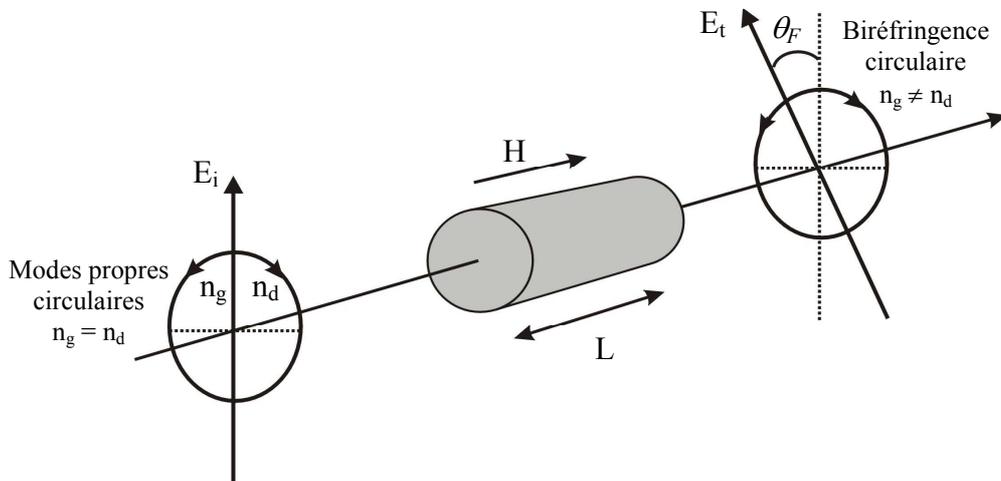


Figure III.6. Effet Faraday d'un matériau sans perte soumis à un champ magnétique

Les interactions magnéto-optiques du premier ordre se traduisent en milieu aimanté par une biréfringence circulaire induite par le champ magnétique appliqué H, d'où le nom de biréfringence magnétique circulaire. En effet, les modes propres d'une polarisation linéaire sont des polarisations circulaires contrarotatives auxquelles correspondent les indices [6] :

$$n_g^d = \sqrt{\epsilon_r} \pm \frac{(f_1^e - f_1^m) M_z}{2\sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{III.6})$$

Où f_1^e et f_1^m sont des constantes du premier ordre liées aux transitions dipolaires électriques et magnétiques respectivement. Ces constantes montrent que le matériau possède des propriétés gyroélectriques et gyromagnétiques [6]. ϵ_r est la permittivité relative du matériau et M_z la composante d'aimantation du matériau dans la direction de propagation de la lumière.

On suppose une onde incidente de longueur d'onde λ polarisée linéairement; après avoir parcourue une distance L, ses composantes propres contrarotatives qui se propagent avec des vitesses différentes sont déphasées et le champ résultant, qui est aussi polarisé linéairement, subit une rotation θ_F telle que :

$$\theta_F = \frac{\pi (n_d - n_g) L}{\lambda} = \frac{\pi (f_1^e - f_1^m) M_z L}{\lambda \sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{III.7})$$

Une caractéristique importante de la rotation Faraday est sa non-réciprocité : l'inversion du sens de propagation ne change pas le sens de rotation. Cette non-réciprocité est à l'origine de la réalisation d'isolateurs optiques fonctionnant en réflexion.

La détermination d'une anisotropie optique quelconque passe par la caractérisation de l'état de polarisation (figure III.7) émergeant de l'échantillon (qui est généralement elliptique) pour un état de polarisation incident bien déterminé (généralement linéaire).

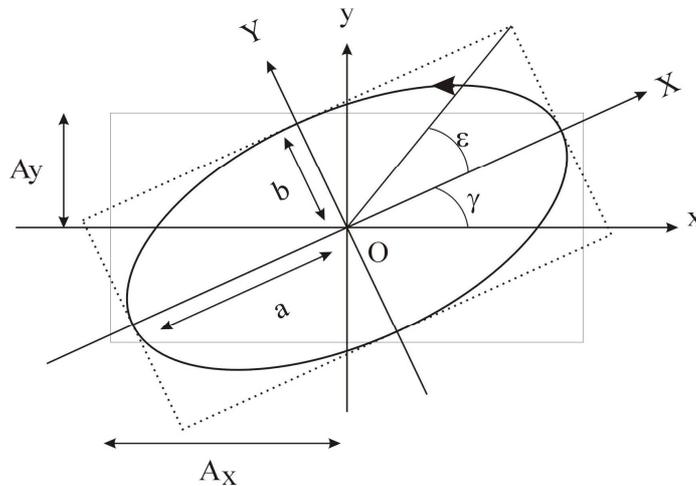


Fig. III.7. Ellipse représentant l'état général de polarisation

Cet état de polarisation elliptique est parfaitement défini par la connaissance des valeurs des deux angles γ et ε :

- γ est l'azimut du grand axe de l'ellipse ($-\frac{\pi}{2} < \gamma < \frac{\pi}{2}$),
- ε est l'ellipticité angulaire définie par : $\varepsilon = \arctan \frac{b}{a}$ avec ($-\frac{\pi}{4} < \varepsilon < \frac{\pi}{4}$),

Le sens de parcours de l'ellipse est : gauche pour $\varepsilon > 0$, droit pour $\varepsilon < 0$.

Nous décrivons ci-dessous les méthodes de mesure des effets magnéto-optiques (effet Faraday, effet Kerr). Leur principe général repose sur l'utilisation d'une modulation sinusoïdale de la direction de polarisation de la lumière obtenue par effet Faraday, qui permet d'effectuer des mesures de haute précision.

III.3.1. Mesure de la rotation Faraday

La rotation Faraday a été définie dans le chapitre I (partie I.1.3.1), dans ce paragraphe nous allons décrire comment mesurer cet effet.

Pour la détermination de la rotation Faraday, on utilise le montage polarimétrique [34] illustré par la figure III.8. Il est composé d'une source lumineuse, de polariseurs, d'un modulateur à effet Faraday, et d'un détecteur relié à un filtre à détection synchrone.

Ce dispositif peut être en partie ou en totalité automatisé grâce à un ordinateur relié à une carte d'entrées/sorties numérique pour la commande des moteurs pas à pas et à une carte de type HPIB pour les différentes mesures (oscilloscopes, détection synchrone...)

La source lumineuse est l'une des neuf sources laser (diodes laser ou lasers) dont nous disposons. Celles-ci sont autocollimatées et génèrent des ondes planes quasi monochromatiques de puissances continues moyennes ($1 \text{ mW} < P < 25 \text{ mW}$). Les longueurs d'onde appartiennent aux domaines du visible et du proche infrarouge (de 594 à 1550 nm)

Les polariseurs et analyseurs utilisés sont des polariseurs de Glazebrook (Glan Thomson) dont le taux d'extinction est meilleur que 50 dB. Leur déviation prismatique est inférieure à une minute d'arc et leur domaine spectral s'étend de 210 à 2700 nm. Ces polariseurs sont montés sur des supports tournants actionnés par des moteurs pas-à-pas dont la résolution en rotation est de 0.001° . Les moteurs sont pilotés par ordinateur.

Les détecteurs sont des photodiodes, Si (pour le visible) et InGaAs (pour le proche infrarouge), utilisées en mode photovoltaïque. Elles sont associées à un amplificateur

opérationnel monté en convertisseur courant-tension et tel que l'on ait le meilleur compromis linéarité-bruit-bande passante.

L'intensité lumineuse est analysée par un filtre à détection synchrone (Stanford SR830DSP) permettant des mesures d'excellente qualité de signaux pouvant être très faibles et fortement bruités.

Le matériau utilisé pour notre modulateur à effet Faraday est un liquide, l'alpha-bromonaphtalène ($C_{10}H_7Br$), qui a l'avantage de ne pas présenter d'anisotropie résiduelle (pas de contrainte mécanique interne). Il présente une très bonne transparence dans le domaine spectral visible et proche infrarouge, (60% à 670 nm et 70 % à 820 nm pour un trajet optique de 13 cm) et sa constante de Verdet est assez élevée ($V = 0,0519 \text{ min.cm}^{-1}.\text{Oe}^{-1}$ à 590 nm). Lorsqu'un champ magnétique H est appliqué à ce milieu transparent actif traversé par une lumière polarisée rectilignement, la direction de polarisation tourne d'un angle :

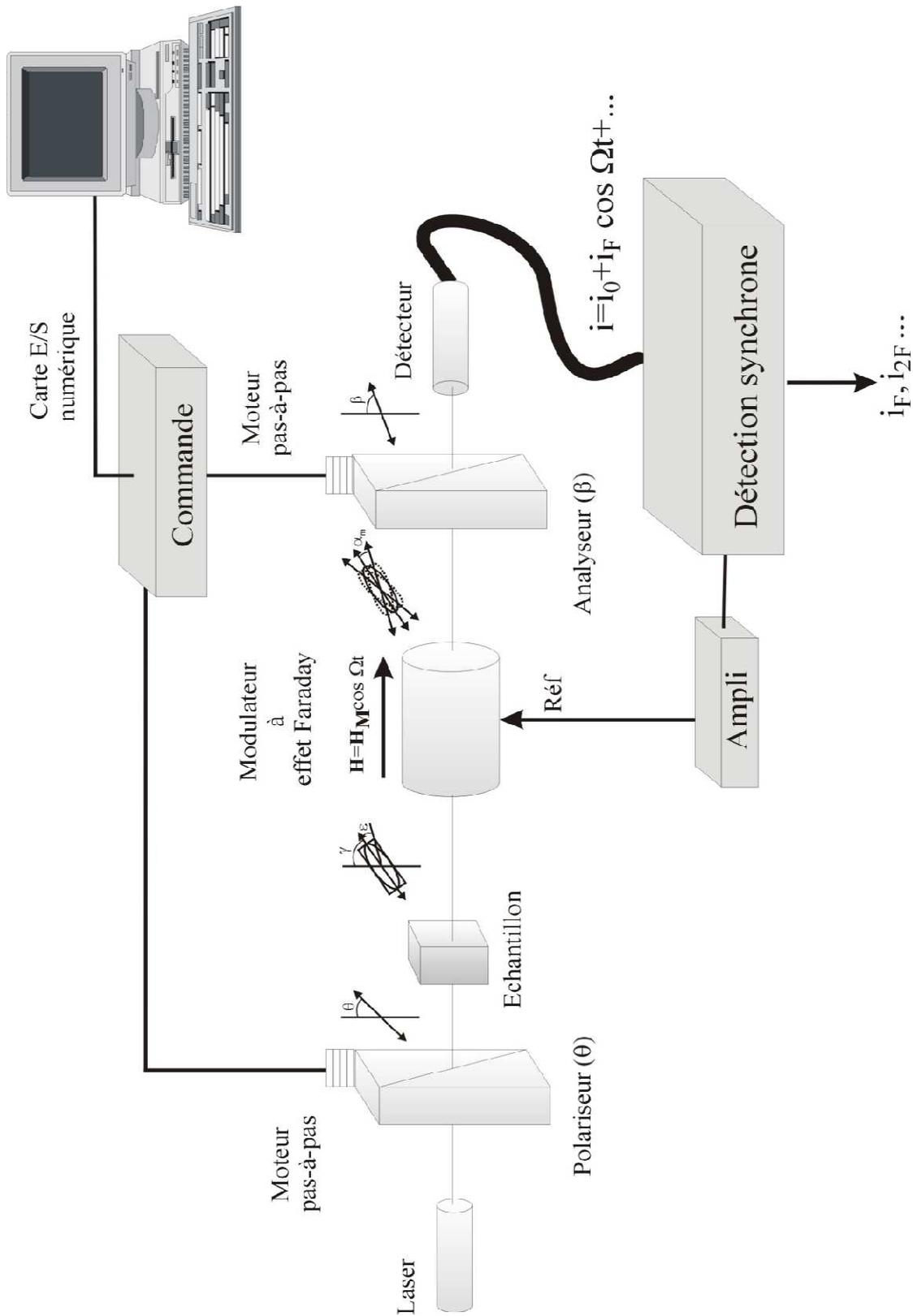


Figure. III.8. Dispositif expérimental utilisant le modulateur à effet Faraday

$$\alpha_F = V \int_0^l H \cdot dl \quad (\text{III.8})$$

l représente le trajet de la lumière dans le matériau, V est la constante de Verdet et H le champ magnétique appliqué. Comme le champ est sinusoïdal, la rotation Faraday est aussi sinusoïdale :

$$H(t) = H_M \cos(\omega t) \Rightarrow \alpha(t) = \alpha_M \cos(\omega t) \quad (\text{III.9})$$

Avec : $\alpha_M = V l H_M$

En utilisant le formalisme de Jones, et en introduisant les fonctions de Bessel [35] du premier ordre, on peut calculer l'intensité lumineuse reçue par la photodiode qui est de la forme :

$$I = I_0 + I_F \cos(\omega t) + \dots \quad (\text{III.10})$$

Avec :

$$I_0 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2\varepsilon) (1 - \alpha_M^2) \cos(2x) \text{ et } I_F = -\cos(2\varepsilon) \alpha_M \sin(2x) \quad (\text{III.11})$$

$x = \beta - \gamma$ est l'angle entre le grand axe de l'ellipse et l'azimut de l'analyseur

I_F étant l'amplitude de la composante fondamentale de fréquence égale à la fréquence modulante (du modulateur de Faraday).

Le principe de la mesure consiste d'une part à extraire, grâce au filtre à détection synchrone, la composante fondamentale i_F (proportionnelle à l'intensité lumineuse I_F) du courant composite fourni par la photodiode. D'autre part on recherche l'annulation de i_F en faisant coïncider la direction de l'ellipse avec l'azimut de l'analyseur. On a alors :

$$x = \beta - \gamma = 0 \text{ ou } \frac{\pi}{2} \quad (\text{III.12})$$

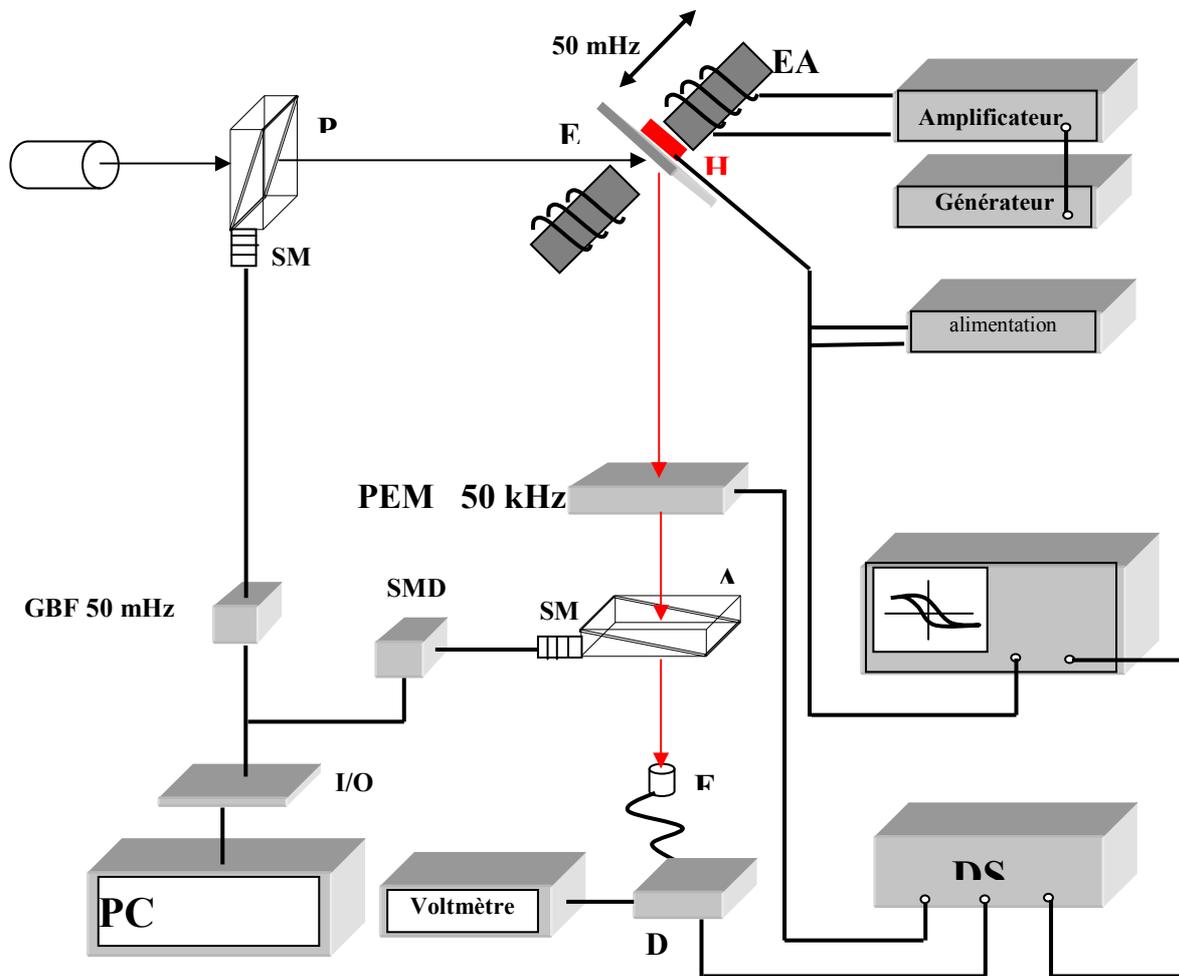
L'azimut de polarisation de l'analyseur nous donne ainsi l'angle d'inclinaison γ de l'ellipse qui représente l'angle de rotation Faraday.

III.3.2 Mesure par effet Kerr polaire

Un moyen intéressant pour la caractérisation des couches magnéto-optiques est l'étude de l'effet Kerr (rotation de la direction de polarisation de la lumière lors de la réflexion sur la couche aimantée) sous champ magnétique. Cette technique optique, non destructive, permet ainsi de sonder point par point l'aimantation du matériau, car cette dernière est directement proportionnelle à la rotation et à l'ellipticité Kerr, on peut ainsi remonter au cycle d'hystérésis. Ceci est un moyen intéressant, pour savoir si un échantillon possède ou non des propriétés magnétiques.

Description du dispositif

La figure III.9 représente le dispositif expérimental utilisé pour la mesure de l'effet Kerr polaire des couches minces magnéto-optiques. Ce dispositif se compose de trois parties principales : la source lumineuse, le dispositif d'étude centré sur l'échantillon et le système de détection.



Légende :

L : laser, P : polariseur, SM : moteur pas à pas, A : analyseur, EA : électroaimant, E : échantillon, PEM : modulateur photo élastique, D : détecteur, DS : détection synchrone, SMD : commande du moteur pas à pas, H : capteur à effet Hall, F : fibre optique, I/O : carte d'entrée-sortie.

Fig. III.9 Schéma du montage expérimental

La source lumineuse

Un laser HeNe de longueur d'onde 633 nm de puissance 10 mW est utilisé comme source de l'onde électromagnétique. Il est disposé à l'entrée du dispositif.

Le dispositif d'étude centré sur l'échantillon

Sont disposés respectivement dans le trajet du faisceau laser :

- Un polariseur, qui permet d'obtenir une polarisation parallèle ou verticale (figure III.10).

- L'échantillon, placé dans l'entrefer d'un électro-aimant alimenté en courant alternatif (de très faible fréquence 50 mHz) pouvant atteindre des champs magnétiques d'amplitude maximale de 60 KOe.
- Un modulateur photo élastique, dont les axes coïncident avec les directions P et S. Il permet de moduler la polarisation de la lumière à une fréquence de 50 KHz.
- Un analyseur, dont l'azimut est à 45° du plan d'incidence et qui permet de faire interférer les deux composantes E_x et E_y du champ électrique.

Le polariseur et l'analyseur sont identiques à ceux utilisés pour la mesure de la rotation Faraday.

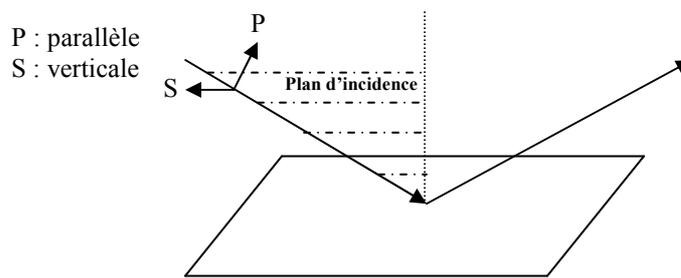


Fig. III.10. Définition du plan d'incidence

Procédure de la mesure

A la sortie du photodétecteur, le courant peut être exprimé, en utilisant les fonctions de BESSEL, sous la forme suivante [6] :

$$I = I_{\text{continue}} + I(\omega) + I(2\omega) \quad (\text{III.13})$$

Où I_{continue} et $I(2\omega)$ sont proportionnels à la rotation Kerr, $I(\omega)$ est proportionnel à l'ellipticité Kerr.

Ces différents harmoniques peuvent être mesurés par la détection synchrone et combinés pour déterminer la rotation Kerr et l'ellipticité. Cependant, notre but, dans un premier temps, est de produire un cycle d'hystérésis de l'effet Kerr de matériaux magnétiques. Pour cela il suffit de tracer l'une ou l'autre des intensités $I(\omega)$ ou $I(2\omega)$ en fonction du champ magnétique appliqué.

Les réglages de l'azimut des polariseurs et analyseurs respectivement dans le plan d'incidence et à 45° du plan d'incidence sont les suivants :

- On place le polariseur à environ 45° du plan d'incidence. Ensuite, on tourne l'analyseur jusqu'à l'extinction du deuxième harmonique ($I(2\omega) = 0$). L'axe de l'analyseur se trouve alors dans le plan P ou le plan S et on repère sa position.
- Ensuite, on tourne l'analyseur à 45° du plan d'incidence et on tourne le polariseur jusqu'à l'extinction du deuxième harmonique. Le polariseur se retrouve alors dans le plan P ou S.

Une fois ces réglages effectués, on peut commencer la mesure. Celle-ci consiste à l'enregistrement simultané de la valeur du champ magnétique appliqué et de l'intensité du premier harmonique $I(\omega)$ sur l'oscilloscope. Ensuite, grâce à une liaison série, les données peuvent être exploitées sur un PC.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les différentes méthodes utilisées, pour la caractérisation des couches minces magnéto-optiques.

Pour étudier les propriétés des couches minces magnéto optiques élaborées par voie sol gel, plusieurs caractérisations ont été utilisées : la caractérisation physico-chimique, magnétique et magnéto-optique. Dans ce chapitre, nous avons abordé le principe de mesure des différents appareils utilisés comme : m-line, la mesure de la rotation Faraday...etc.

CHAPITRE IV

Caractérisation des couches minces et Résultats Expérimentaux

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les deux techniques, M-lines et le montage polarimétrique pour la mesure de la rotation de Faraday, nous permettant d'étudier et de caractériser les couches minces. Ces couches minces sont constituées d'une matrice sol-gel hybride et minérale.

La première technique donne accès à l'indice, l'épaisseur et la biréfringence de mode. La seconde permet de mesurer la rotation de Faraday modale. Ce chapitre est consacré aux résultats expérimentaux. Nous commençons par la présentation des couches minces utilisées lors de ce travail. Par la suite, nous présentons les résultats concernant les propriétés optiques des couches, à savoir l'évolution de l'indice des modes TE et TM en fonction de la longueur d'onde, ensuite la présentation des résultats concernant la biréfringence modale est abordée. En particulier, une comparaison entre les contraintes de matériau sol-gel hybride et minéral est effectuée.

Enfin, nous énumérons les propriétés magnétiques nécessaires pour la réalisation des composants non réciproques

IV.1 Présentation des échantillons

Dans le chapitre III, nous avons évoqué la procédure sol-gel et sol-gel hybride. Le matériau sol-gel hybride est obtenu par la mise en solution de précurseurs organique-inorganiques de la forme chimique $(M(OR)_nR')$. Ces précurseurs contiennent un groupement acrylique R' , un groupement organique R et un métal M qui peut être du Si, Ti ou Zr. Pour nos échantillons, le métal prépondérant est le silicium, afin d'augmenter l'indice de la couche guidante on ajoute dans une proportion détaillée plus loin, du zirconium.

Les échantillons, que nous avons étudiés et caractérisés, sont classés en trois catégories principales selon la nature des films et leurs préparations : il s'agit de films sol-gel hybride et minéral élaborés sous champ et hors champs.

La nature du substrat, est du verre ou du pyrex. Les dimensions sont de 25x76 mm. Pour l'utilisation d'un guide d'onde planaire, ces deux types de substrat diffèrent principalement par la valeur de leur indice de réfraction, celui du pyrex étant plus faible. Ainsi, pour un même matériau déposé, le guide construit sur pyrex possèdera plus de modes que celui sur verre.

Les échantillons utilisés dans notre travail sont présentés sur le tableau VI.1.

Echantillon	Catégorie	Substrat	Traitement thermique	Type	champ
P17	10.1.1 (9.1% Ti)	pyrex	oui	Classique	Hors champ
S207	10.1.1 (9.1% Ti)	Pyrex	oui	Hybride	Hors champ
SP302	10.1.1 (9.1% Zr)	Pyrex	non	Hybride	Hors champ
SP304	10.1.1 (9.1% Zr)	pyrex	non	Hybride	Champ \perp

Tableau IV.1. Caractéristiques des échantillons

Les méthodes d'élaboration de couches minces et les techniques de caractérisation associées ont été présentées. Intéressons-nous à présent aux propriétés et caractéristiques propres des guides d'ondes plans. Nous détaillons, leurs propriétés optiques pour avoir une bonne connaissance du matériau. Nous pourrons ensuite aborder l'étude de la biréfringence.

IV.2 Propriétés optiques :

Pour utiliser une couche mince comme guide d'onde planaire, il est important de connaître l'indice, l'épaisseur et la qualité de la couche. Cette dernière sera fonctionnelle par le pouvoir de guider de la lumière.

Avant toute tentative d'observation des modes guidés, il est nécessaire de déterminer l'angle zéro, le faisceau réfléchi doit être strictement confondu avec celui incident, l'angle zéro correspond à un maximum d'intensité mesurée.

La figure IV. 1 présente un exemple de mesure par la méthode m-line.

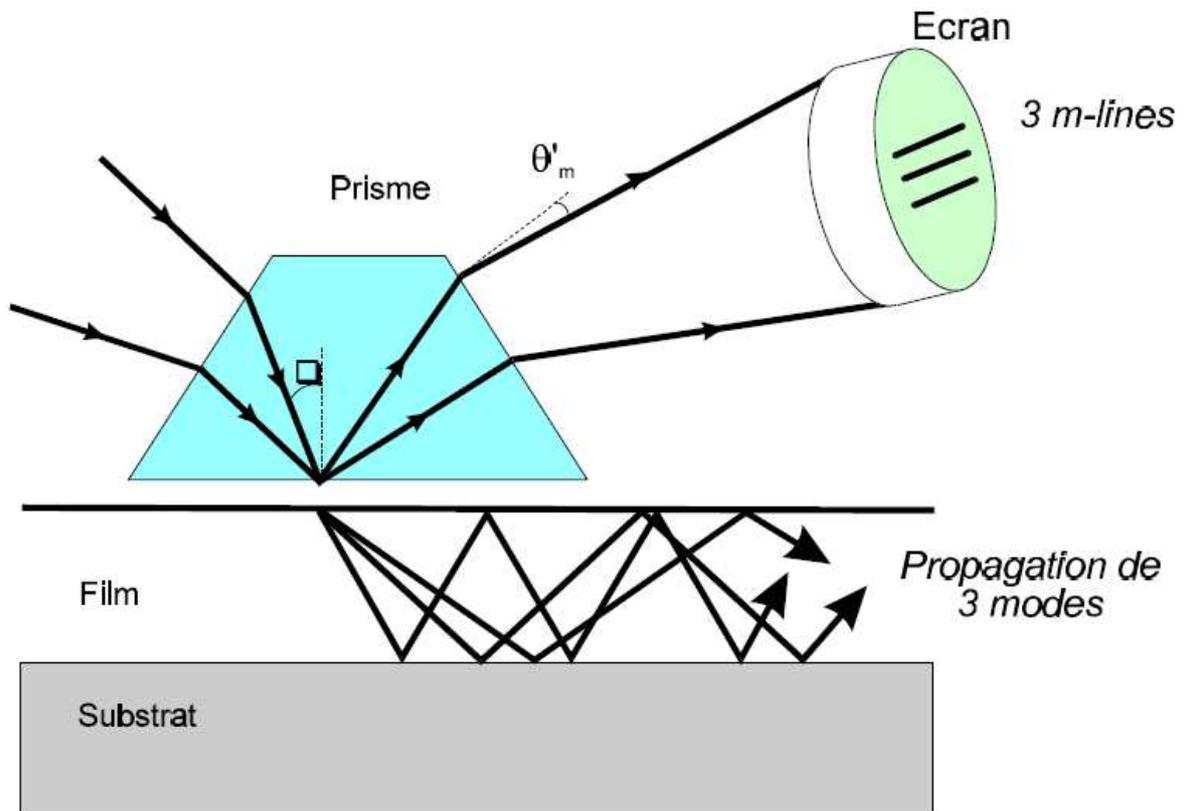


Figure IV. 1 Exemple de mesure par la méthode m-line.

Le tableau IV.2 donne un exemple de résultats des mesures effectuées par la méthode m-line pour un guide $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ dopé par des nanoparticules magnétiques. La détection des angles de couplage donne l'indice effectif correspondant.

mode	θ_{TE}	θ_{TM}	N_{TE}	N_{TM}	ΔN
0	5,725	5,568	1,533564	1,531739	0,001825
1	5,555	5,385	1,531588	1,529607	0,001981
2	5,234	5,076	1,527845	1,525999	0,001846
3	4,803	4,663	1,522801	1,521157	0,001644
4	4,266	4,104	1,516484	1,514571	0,001913
5	3,595	3,464	1,508542	1,506985	0,001557
6	2,838	2,692	1,499519	1,497771	0,001748
7	1,967	1,858	1,489055	1,487739	0,001316

Tableau IV.2 Exemple de résultats des mesures effectuées par la méthode m-line

La figure IV. 2 représente l'évolution des indices effectifs en fonction de l'ordre du mode.

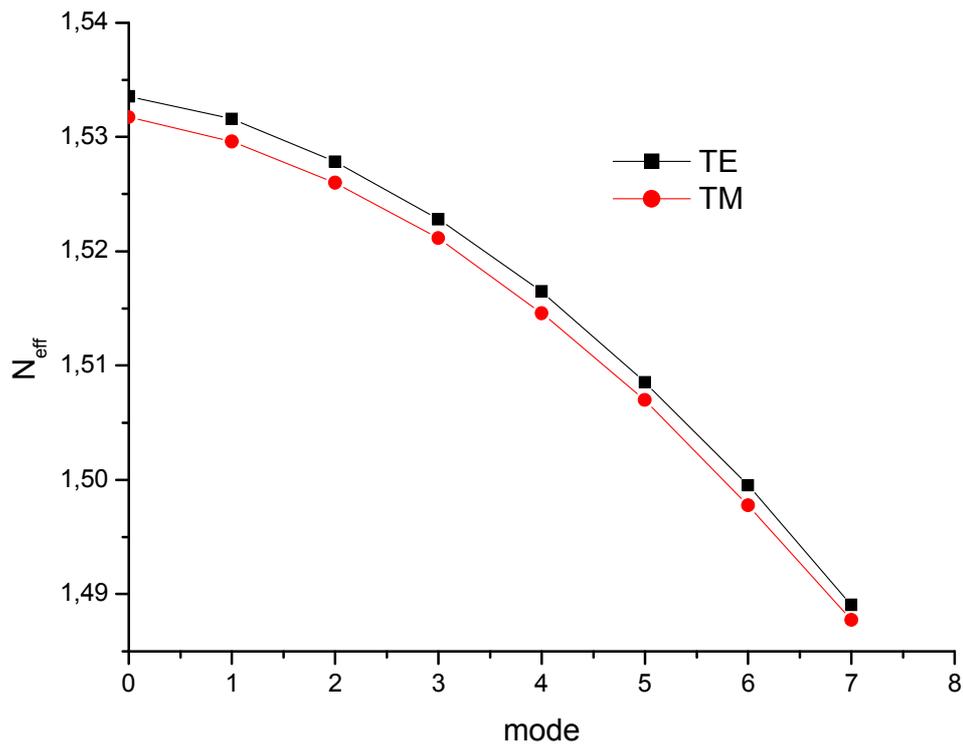


Fig. IV.2 : Evolution des indices effectifs en fonction de l'ordre du mode

La souplesse et la simplicité pratique de la mesure m-line ont fait qu'elle est fréquemment utilisée par de nombreux chercheurs pour la caractérisation des guides d'ondes.

Dans le cas où le matériau constituant la couche mince est anisotrope, l'indice de réfraction pour une polarisation contenue dans la plan de la couche ($n_{//}$) est différent de celui d'une polarisation transverse à ce plan (n_{\perp}).

($n_y = n_z$) \neq n_x . Dans une telle situation, les équations (I.14, I.15) de propagation des modes se propageant selon Oz se réécrivent :[5]

$$h\sqrt{k^2 n_y^2 - \beta_{TE}^2} - \arctan\left[\sqrt{\frac{\beta_{TE}^2 - k^2 n_c^2}{k^2 n_y^2 - \beta_{TE}^2}}\right] - \arctan\left[\sqrt{\frac{\beta_{TE}^2 - k^2 n_s^2}{k^2 n_y^2 - \beta_{TE}^2}}\right] = m\pi$$

$$h\frac{n_y}{n_x}\sqrt{k^2 n_x^2 - \beta_{TM}^2} - \arctan\left[\frac{n_x n_y}{n_c^2}\sqrt{\frac{\beta_{TM}^2 - k^2 n_c^2}{k^2 n_x^2 - \beta_{TM}^2}}\right] - \arctan\left[\frac{n_x n_y}{n_s^2}\sqrt{\frac{\beta_{TM}^2 - k^2 n_s^2}{k^2 n_x^2 - \beta_{TM}^2}}\right] = m\pi$$

La propagation des modes TE est liée à l'indice n_y et celle des modes TM à l'indice n_x . La biréfringence $\Delta n = n_{TE} - n_{TM}$ représente, donc, l'anisotropie du matériau $\Delta n = n_{//} - n_{\perp}$.

Ainsi, tout en restant sur un modèle isotrope, le fait de traiter séparément le cas des modes TE et TM permet de détecter une éventuelle anisotropie.

La détermination des anisotropies linéaires est une partie des caractérisations à effectuer.

L'autre point important est l'étude de l'anisotropie circulaire donnant lieu à la conversion de mode.

IV.2.1 Evolution de l'indice en fonction de la longueur d'onde

Comme présenté dans le chapitre précédent, la spectroscopie des lignes noires permet de mesurer l'indice et l'épaisseur de couches minces. Nous l'avons donc utilisée pour caractériser la variation de l'indice n du matériau constituant le film en fonction de la longueur d'onde. Nous avons utilisé le dispositif expérimental décrit précédemment, équipé de deux types de caméra (Visible et infrarouge). La gamme de longueur d'onde est 488:1550 nm.

Dans un premier temps nous avons étudié deux échantillons :

P17 : Guide d'onde (solgel minéral).

S207 : Guide d'onde (solgel hybride).

La figure IV-3 présente l'évolution des indices TE et TM de ces deux échantillons en fonction de la longueur d'onde.

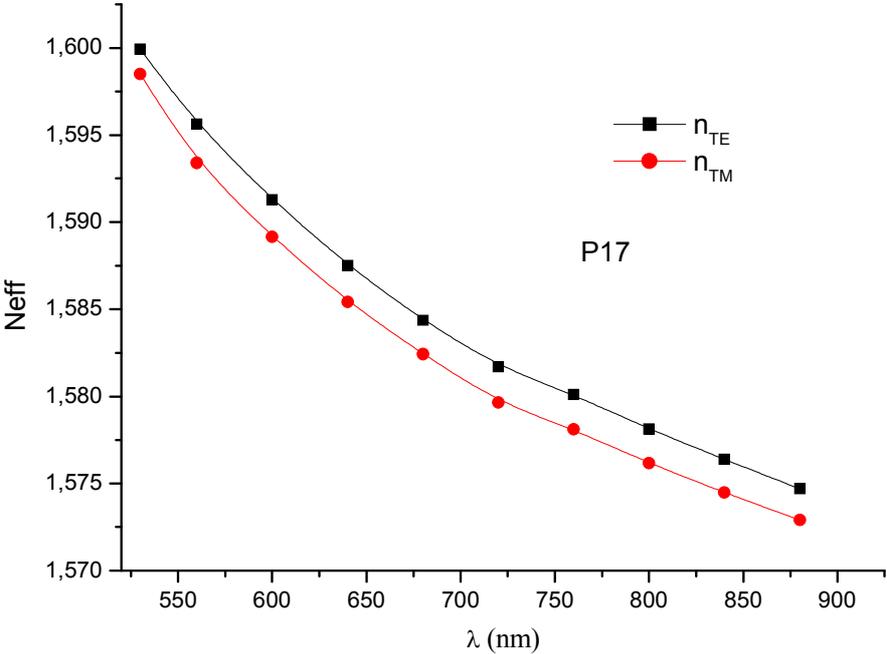


Figure IV.3.a : Evolution des indices effectifs en fonction de la longueur d'onde

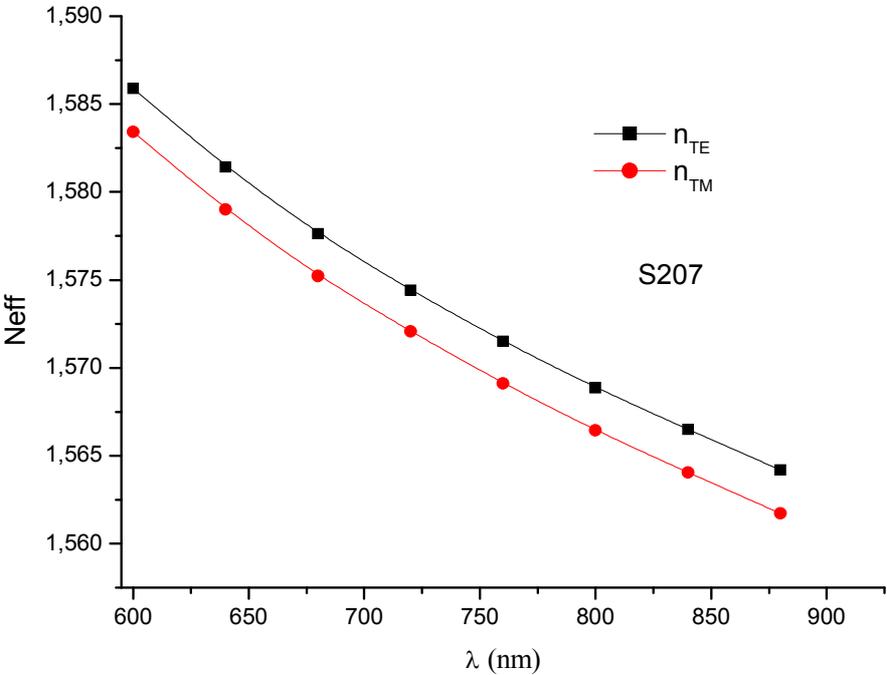


Figure. IV.3.b : Evolution des indices effectifs en fonction de la longueur d'onde

Ces figures montrent que l'indice diminue avec l'augmentation de la longueur d'onde. Elle montre également que les indices TE et TM possèdent la même allure, c'est une allure typique de la dispersion optique des matériaux.

La figure IV-4 représente la biréfringence modale en fonction de la longueur d'onde

$$\Delta N_m = N_{TE} - N_{TM}$$

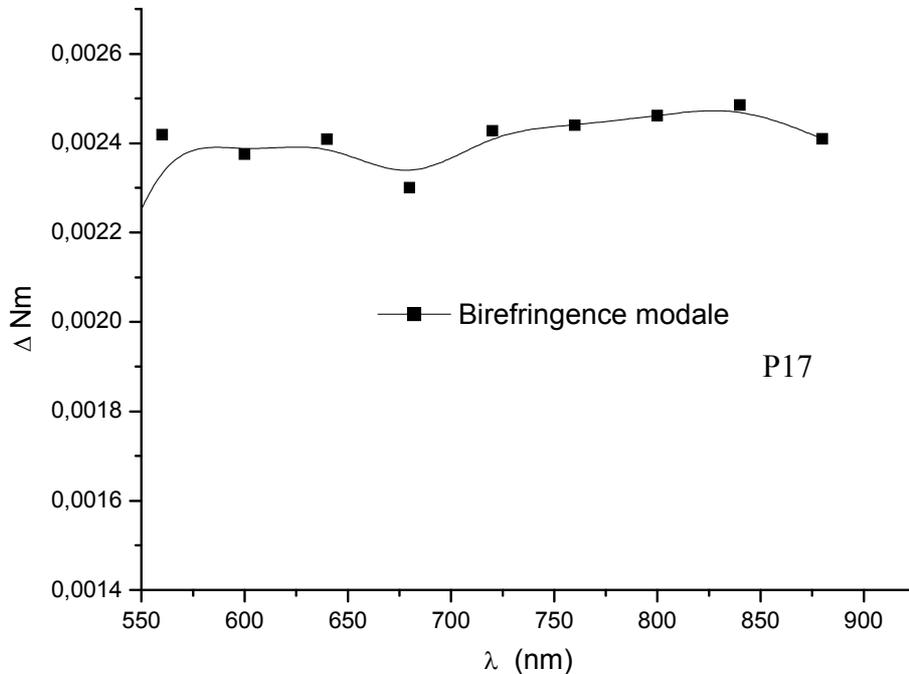


Figure IV.4 : L'évolution de la biréfringence modale en fonction de la longueur d'onde

La figure IV-5 représente la biréfringence géométrique calculée qui résulte de la dissymétrie du guide ; cette biréfringence existe alors que le matériau constituant la couche mince est isotrope. Elle trouve son origine dans l'anisotropie géométrique de la structure (voire page 6 chapitre I)

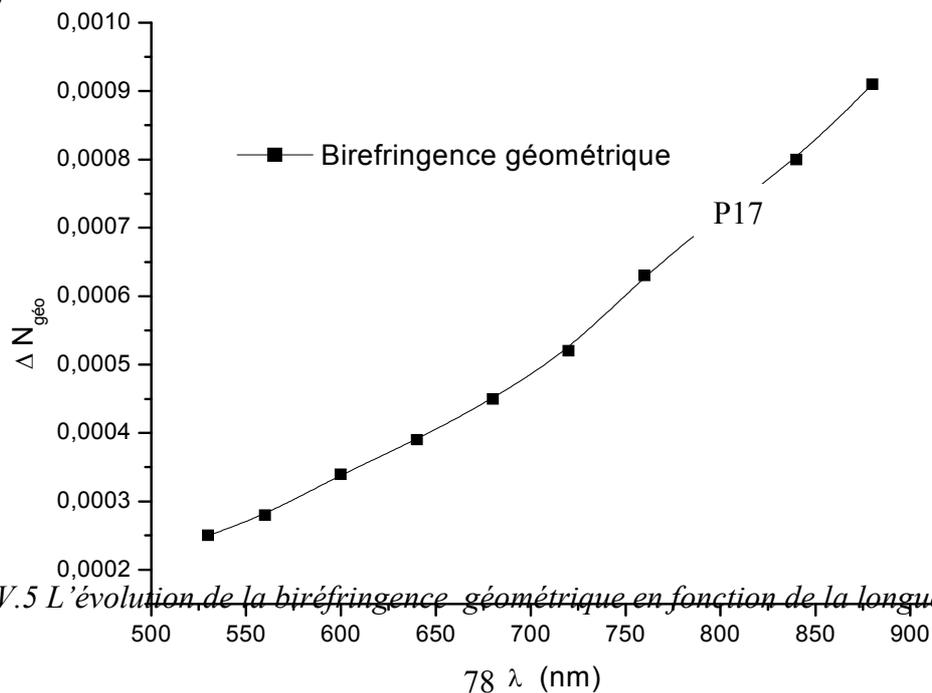


Figure IV.5 L'évolution de la biréfringence géométrique en fonction de la longueur d'onde

A partir des deux courbes précédentes de la biréfringence modale et la biréfringence géométrique on peut déduire la biréfringence intrinsèque de matériau Δn_i

$$\Delta N_m = \Delta N_{\text{géo}} + \Delta n_i \quad \text{donc} \quad \Delta n_i = \Delta N_m - \Delta N_{\text{géo}}$$

La figure IV-6 présente l'évolution de la biréfringence intrinsèque en fonction de la longueur d'onde en remarque que Δn_i est presque constant et de l'ordre de 2.10^{-3} pour l'échantillon P17 et 1.10^{-4} pour le SP207.

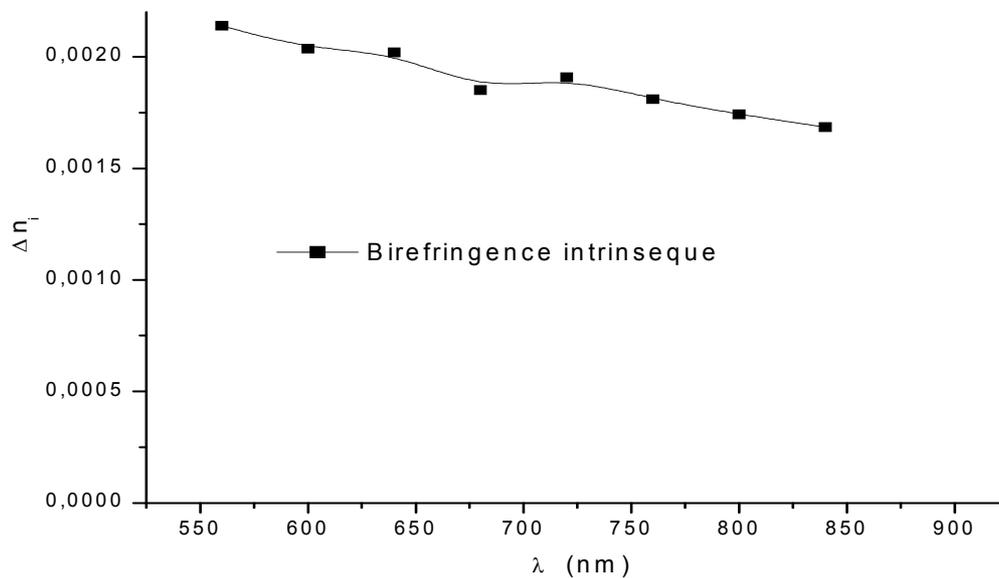


Figure. IV.6 : Evolution de la biréfringence intrinsèque en fonction de la longueur d'onde P17

$$\Delta n_i(\text{S207}) \ll \Delta n_i(\text{P17})$$

La comparaison entre les deux échantillons a prouvé que la voie sol-gel hybride permet la réduction de la biréfringence modale. Ceci constitue un grand pas vers la réalisation de la conversion de mode TE-TM.

La méthode m-line permet aussi de connaître l'épaisseur des échantillons, pour cela on utilise un programme conçu par le laboratoire DIOM pour les calculer (tableau IV.3)

Échantillon	indice	Épaisseur	Δn_i
P17	1,56	2 μm	2.10 ⁻³
S207	1,57	4.5 μm	1.10 ⁻⁴

Tableau IV.3. Résultats de mesure des deux échantillons P17 et S207

La technique de spectroscopie m-lines, donne en plus l'accès à la qualité du guide d'onde. En effet, plus les lignes noires sont fines plus le guide est de bonne qualité. Des lignes noires sont reportées sur la figure IV-7.

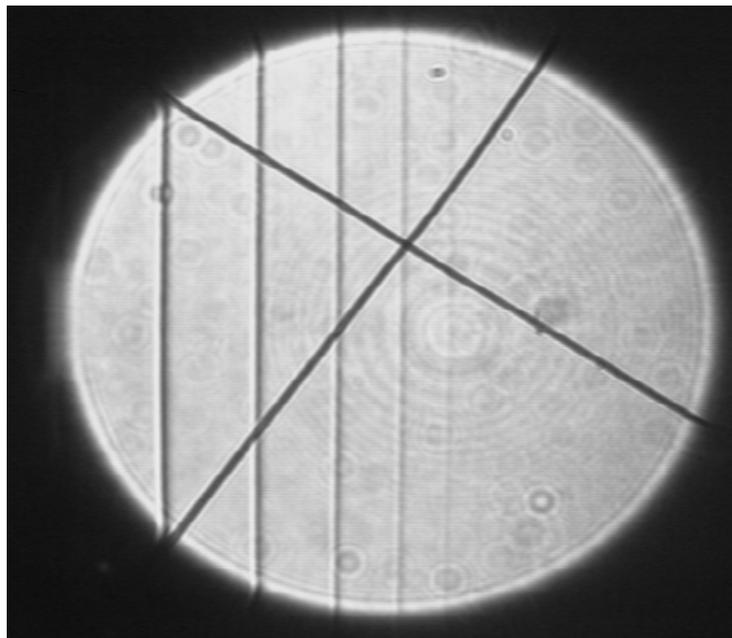


Figure IV-7 : Image prise par une camera CCD placée en sortie du prisme. Elle représente des traits noirs correspondant à des modes excités.

Cette figure présente des traits noirs et fins, ce qui montre que le guide est de bonne qualité. Notons qu'à chacun de ces traits est associé un indice effectif correspondant à un mode couplé.

IV.2.2 Influence du champ magnétique de gélification sur le guide d'onde

Pour étudier l'influence de l'orientation du champ magnétique de gélification sur l'anisotropie du film et particulièrement sur la biréfringence de mode, nous avons étudié deux échantillons SP302 et SP304 sol-gel hybride SiO₂/ZrO₂ (figure IV.8)

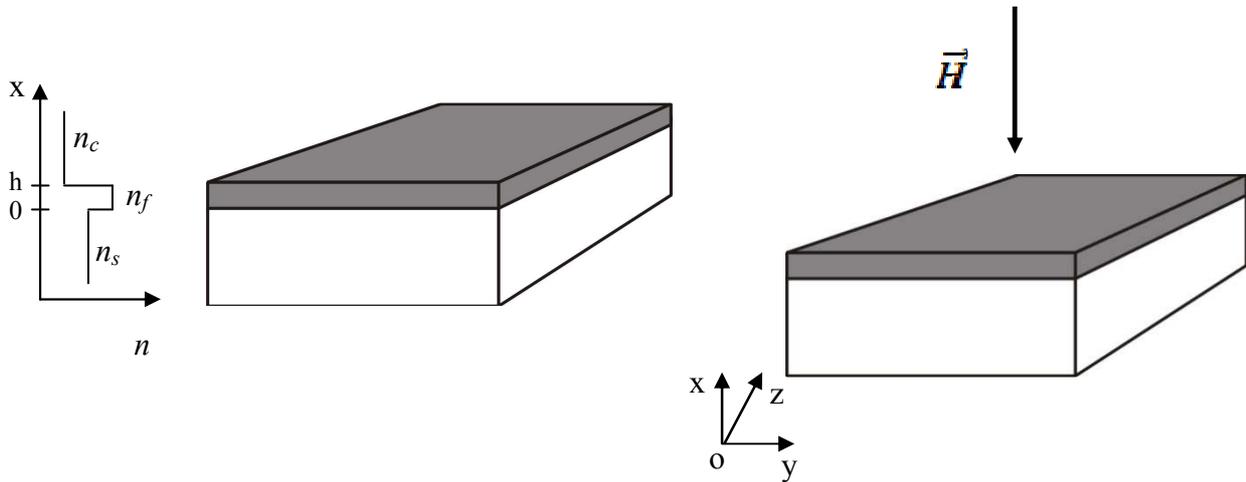


Figure IV.8. Représentation schématique des guides d'onde SP302 et SP304.

La propagation du faisceau est suivant la direction Oz, le champ magnétique est perpendiculaire au plan si la direction du champ de gélification est orientée le long de Ox. Pour ces échantillons la dispersion présente la même allure que celle reportée sur la figure IV.4, c'est une allure typique de la dispersion optique des matériaux.

échantillon	indice	Épaisseur	Δn_i	champ
SP 302	1,54	4 μ m	1.10 ⁻⁴	Hors champ
SP 304	1,54	4 μ m	-1.10 ⁻⁵	Champ \perp

Tableau IV.4. Résultats de mesure pour les deux échantillons SP302 et SP304.

Ce tableau montre que la matrice organique-inorganique SiO₂/ZrO₂ possède une biréfringence intrinsèque inférieure de plus d'un ordre de grandeur à celle de la matrice SiO₂/TiO₂.

Cette étude montre clairement que l'annulation de la biréfringence de mode et l'obtention ensuite de la condition d'accord de phase nécessite l'application de champ magnétique pendant la phase de gélification de la couche. En effet, la variation du taux de conversion en fonction de la biréfringence modale, pour une rotation Faraday spécifique du matériau constituant le guide d'onde à $\lambda = 820 \text{ nm}$ de l'ordre de $250 \text{ }^\circ/\text{cm}$, illustrée sur la Figure IV.8, montre bien qu'un passage de 3.10^{-3} à 2.10^{-4} fait passer le taux de conversion de $1,2.10^{-2} \%$ à 56% (Figure IV.9) [7].

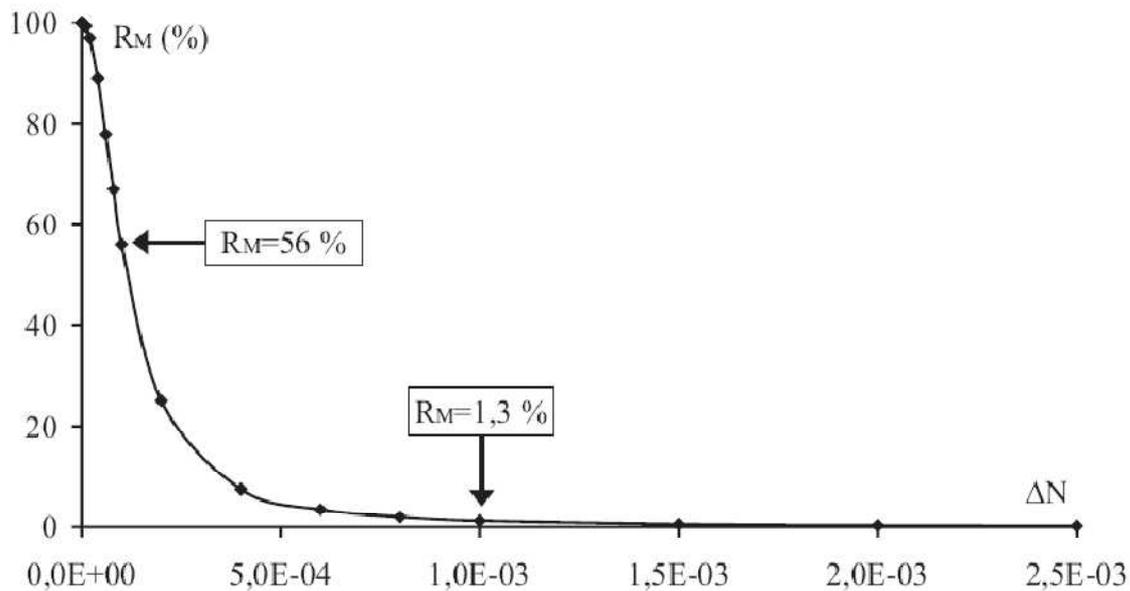


Figure. IV.9. Evolution du taux de conversion TE-TM en fonction de la biréfringence modale, pour une rotation Faraday spécifique de $250 \text{ }^\circ/\text{cm}$ à $\lambda = 820 \text{ nm}$.

Avec cette comparaison, nous achevons cette étude paramétrique dans laquelle nous avons étudié l'influence de différents facteurs sur les propriétés des couches minces élaborées par voie sol-gel minérale et hybride et notamment sur sa biréfringence intrinsèque. Ainsi, nous avons mis en évidence la potentialité de ces couches minces hybrides pour réaliser des dispositifs à conversion de mode TE-TM.

IV.2.3 Biréfringence de mode :

Ce travail vise l'exploitation de couches minces sol-gel afin de minimiser la valeur de la biréfringence de mode dans les guides d'ondes magnétooptiques.

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

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

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 . La représentation des différentes composantes de la biréfringence est reportée sur la figure IV-10.

Si on applique un champ magnétique de gélification un autre terme se rajoute à la biréfringence géométrique Δn_{\perp} .

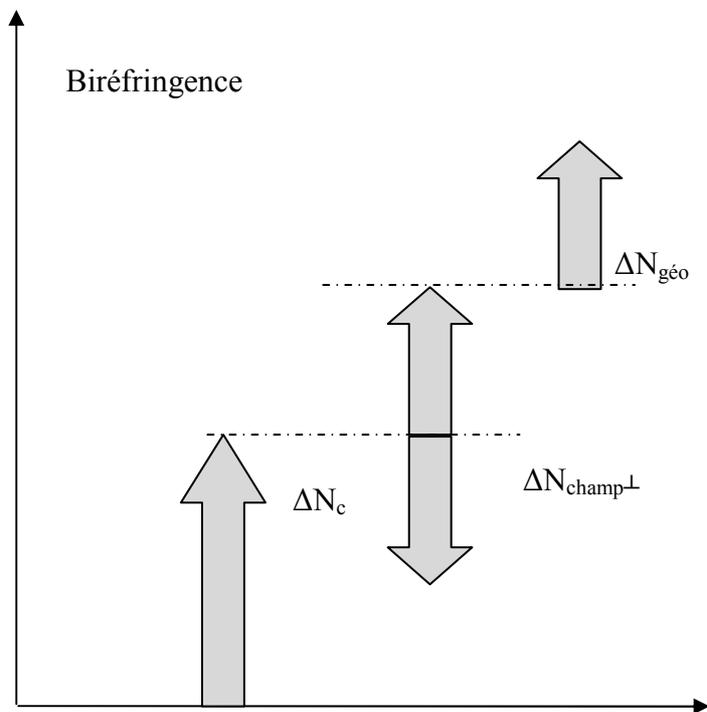


Figure IV. 10 : Décomposition des différentes origines de la biréfringence de modes.

La figure IV.10 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 .

Dans ce travail, nous avons utilisé des échantillons constitués de sol-gel hybride et minéral déposés sur des substrats de pyrex. Tous les guides ainsi réalisés sont multimodes d'indice de l'ordre de 1.52-1.56 et d'épaisseur variant entre 2 et 12 μm .

IV.3. Propriétés magnétiques :

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats relatifs à la rotation Faraday des couches minces dopées de nanoparticules de maghémite et de ferrite de cobalt.

IV.3.1 Rotation Faraday

Le principe de la mesure consiste d'une part à extraire, grâce au filtre à détection synchrone, la composante fondamentale i_F (proportionnelle à l'intensité lumineuse I_F) du courant composite fourni par la photodiode. D'autre part on recherche l'annulation de i_F en faisant coïncider la direction de l'ellipse avec l'azimut de l'analyseur. On a alors :

$$x = \beta - \gamma = 0 \text{ ou } \frac{\pi}{2}$$

L'azimut de polarisation de l'analyseur nous donne ainsi l'angle d'inclinaison γ de l'ellipse qui représente l'angle de rotation Faraday.

Pour étudier les propriétés magnétiques des couches nous avons étudié trois échantillons

- Guide d'onde sol gel classique $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ dopé à l'aide de nanoparticules de Maghémite [5]
- Guide d'onde sol gel hybride $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ dopé à l'aide de ferrite de cobalt élaboré hors champ
- Guide d'onde sol gel hybride $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$ dopé à l'aide de ferrite de cobalt élaboré sous champ de gélification. Perpendiculaire.

La mesure de la rotation Faraday en espace libre est réalisée grâce au banc ellipsométrique présenté au chapitre III .Ce dispositif expérimental sert à mesurer l'ellipticité et l'inclinaison en fonction de l'intensité du champ magnétique longitudinal appliqué ce qui permet d'en déduire la rotation Faraday pour une longueur totale l de matériau traversée.

La figure IV.11 illustre un exemple d'allure de la rotation Faraday spécifique du matériau sol-gel dopé à l'aide de nanoparticules de ferrite de cobalt de taille moyenne de 9 nm.

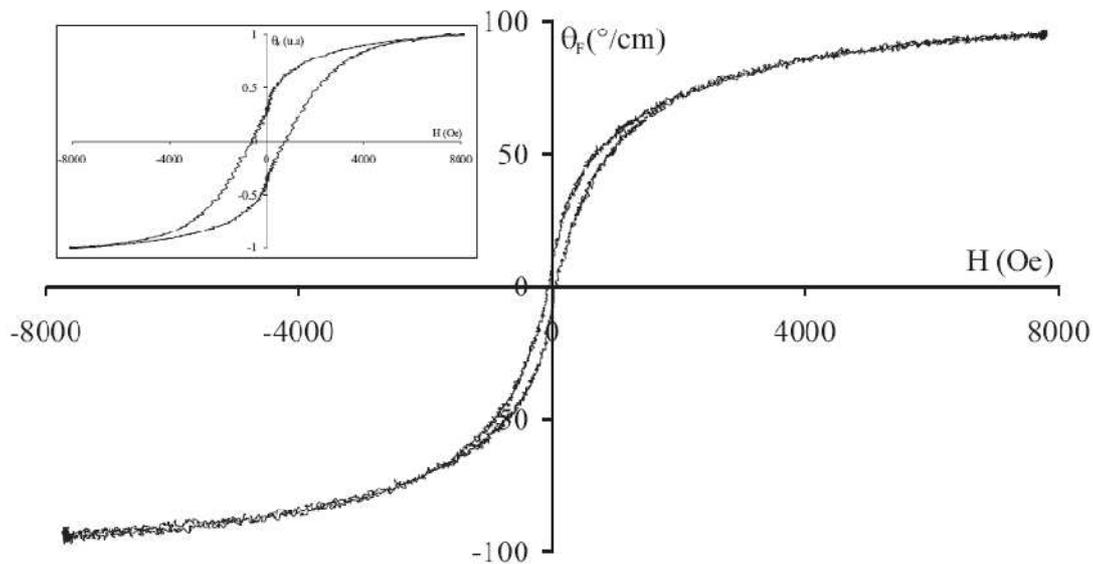


Figure. IV.11 Rotation Faraday spécifique θ_F ($^{\circ}/\text{cm}$) d'une couche magnéto-optique en fonction du champ appliqué. La mesure est faite transversalement au plan de la couche d'épaisseur $5 \mu\text{m}$ en configuration espace libre, et la concentration volumique en nanoparticules (9 nm) dans la couche est de $0,65 \%$. [7]

La courbe zoomée montre un cycle d'hystérésis plus large obtenu pour une taille moyenne de 12 nm . Cette augmentation de la largeur provient de la taille des nanoparticules.

d- Guide d'onde $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ dopée à l'aide de nanoparticules de Maghémite

L'allure de la courbe obtenue, représentée sur la figure IV.12, n'est pas très régulière, mais caractéristique de l'effet non réciproque : le signe de la rotation θ_F change en fonction du sens d'application du champ longitudinal. De plus, on observe nettement l'allure linéaire à faible champ et une saturation pour des champs plus élevés, qui sont caractéristiques des anisotropies circulaires d'origine magnétique.

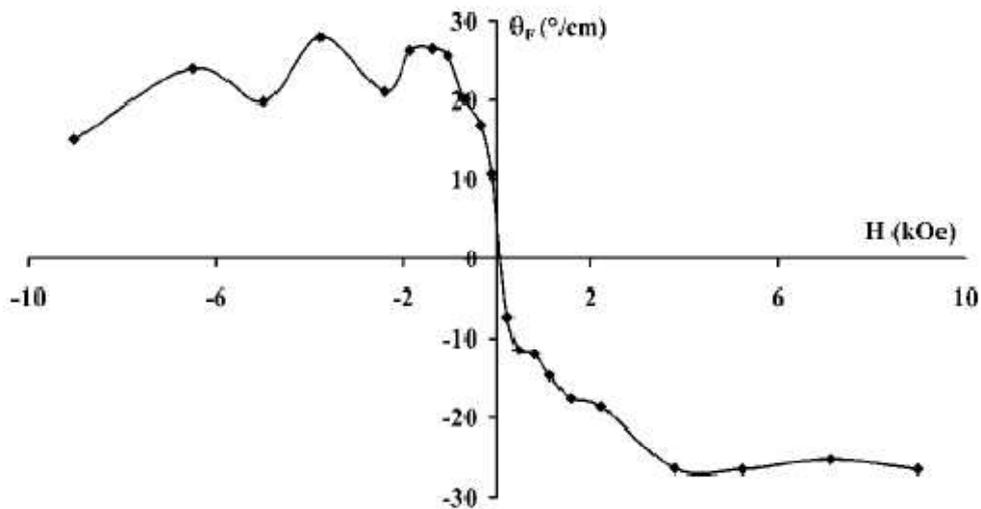


Figure IV.12 Rotation faraday mesurée en espace libre à 633nm, transversalement au plan de la couche d'épaisseur 2,3 μm [5].

A partir de ces mesures, nous pouvons conclure que l'oxyde mixte SiO₂ / TiO₂ dopé en nanoparticules de Maghémite (4/30) possède une rotation Faraday spécifique de l'ordre de 30 $^{\circ}\text{cm}^{-1}$ à 633 nm. Quel taux de conversion peut-on générer avec cette valeur?

e- Guide d'onde SiO₂/ZrO₂ dopée à l'aide de nanoparticules de ferrite de cobalt

La courbe (figure IV.13) présente une amplitude de 200 $^{\circ}/\text{cm}$ déduite à partir de la rotation Faraday produite pour une longueur totale de matériau traversée de 4 μm . La mesure est effectuée à 820 nm sur une couche mince déposée sur un substrat pyrex.

Cette valeur de rotation est sept fois plus importante que celle obtenue sur la matrice SiO₂/TiO₂ dopée à l'aide de nanoparticules de Maghémite ($\theta_F = 30$ $^{\circ}/\text{cm}$ à 633 nm) lors des travaux antérieurs [2, 5].

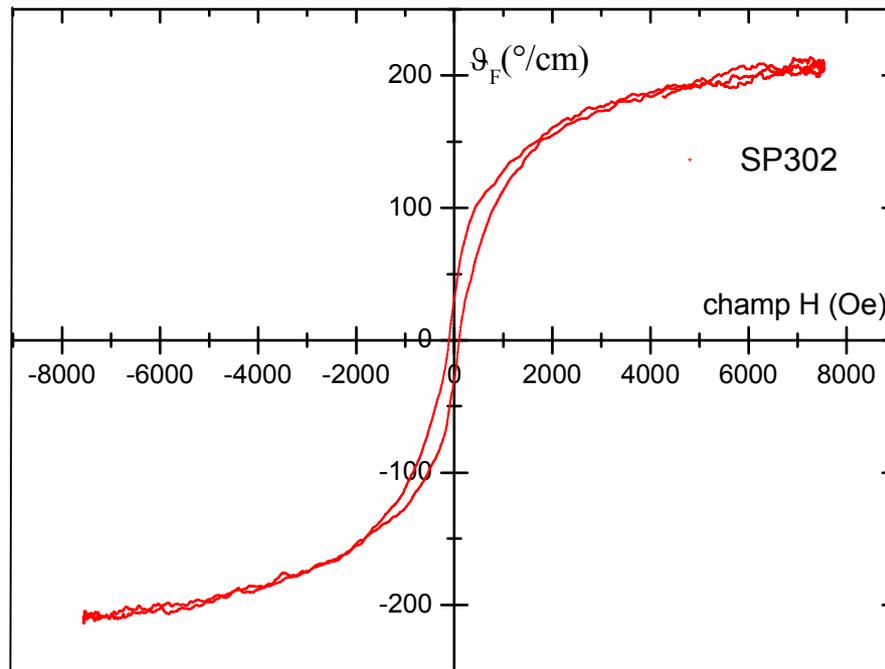


Figure IV.13 Rotation faraday mesurée en espace libre, transversalement au plan de la couche SP302

f- Guide d'onde SiO₂/ZrO₂ dopée à l'aide de nanoparticules de ferrite de cobalt élaboré hors champ

La courbe (figure IV.14) présente une amplitude de 200 °/cm déduite à partir de la rotation Faraday produite pour une longueur totale de matériau traversée de 4 μm de longueur. La mesure est effectuée à 820 nm sur une couche mince déposée sur un substrat pyrex.

Cette étude montre que l'application de champ pendant la phase de gélification de la couche qui est nécessaire pour l'annulation de la biréfringence de mode et l'obtention ensuite de la condition d'accord de phase n'est pas nécessaire pour l'augmentation de la rotation de faraday. Ce qui implique que le champ de gélification n'a aucune influence sur l'amplitude de rotation de faraday, mais il est très important pour réduire la biréfringence modale.

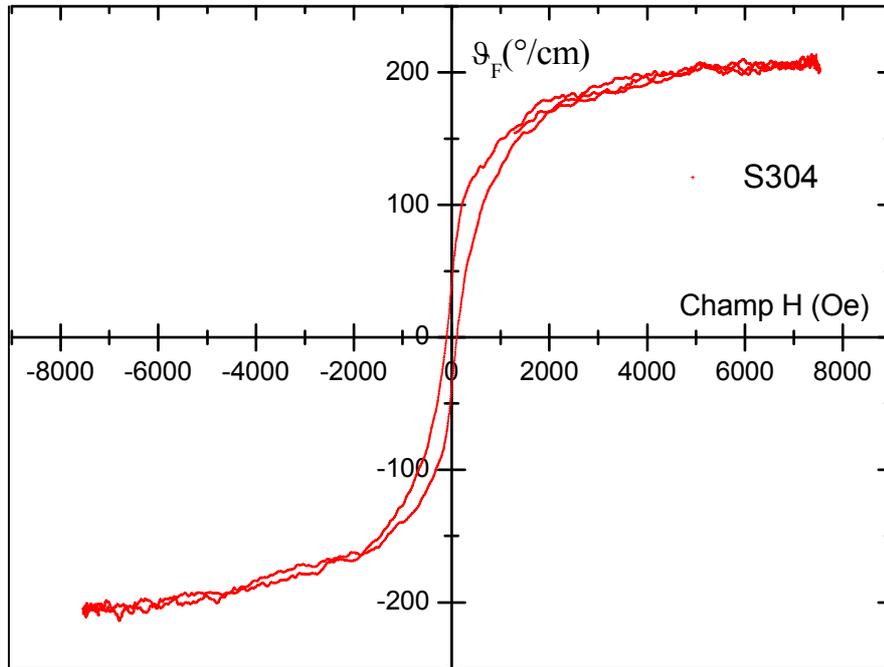


Figure IV.14 Rotation faraday mesurée en espace libre, transversalement au plan de la couche SP304.

IV.3.2. Application à la conversion de mode

Le couplage de mode TE-TM, d'origine identique à la rotation Faraday, est un moyen d'obtenir un effet non-réciproque en configuration guidée. Nous savons cependant que le rendement maximal de conversion R_M est limité par la biréfringence de mode ΔN_m à travers l'expression :

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

Connaissant la valeur de la rotation Faraday θ_F , nous pouvons estimer le taux de conversion atteignable dans nos couches.

La plus faible valeur de biréfringence de mode que nous ayons obtenue grâce à l'application d'un champ perpendiculaire est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3}$, pour les couches dopées 4/30 et recuites à 500 $^{\circ}\text{C}$. Elle conduit à un rendement de conversion de $1,2 \cdot 10^{-5}$. Il est évident que ce taux est beaucoup trop faible pour être utilisable et mesurable correctement. La valeur importante de la biréfringence de mode joue un rôle néfaste. Par exemple, pour obtenir un taux de

conversion de 50 % la biréfringence de mode doit être réduite à 10^{-5} et elle doit être inférieure à 10^{-6} pour $R_M=99\%$.

Il est donc indispensable d'augmenter ce taux de conversion pour obtenir des couches intéressantes. Pour cela, deux types d'action sont possibles :

- Augmenter la rotation Faraday intrinsèque du matériau, ce qui suppose de changer de nanoparticules. Par exemple l'utilisation de nanoparticules de ferrite de Cobalt multiplie par 10 cette valeur. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure IV.9, un taux de 50 % est obtenu pour une biréfringence dix fois supérieure 10^{-4} . Cette piste fait partie des perspectives de ce travail.
- Diminuer l'amplitude de la biréfringence de mode ΔN , ce qui suppose de faire un travail dirigé sur ses différentes origines physiques. Vu l'amplitude de compensation que l'application d'un champ perpendiculaire peut apporter, 8×10^{-4} , il faut construire des guides de référence dont la biréfringence approche cette valeur.

IV.4 Bilan et perspectives

IV.4.1 Potentialités des couches sol-gel dopées

Nous avons montré au cours de cette étude, que le dopage d'une matrice sol-gel au moyen de nanoparticules magnétiques de Maghémite est réalisable. Il conduit à des couches minces guidantes homogènes et de bonne qualité. Elles présentent un indice moyen de l'ordre de 1,57 pour des épaisseurs de l'ordre de 1 à 2 μm . L'élément important est que l'activité magnéto-optique a été mise en évidence, ce qui montre que nous avons mis au point des guides d'ondes magnéto-optiques à indice moyen faible sur des substrats classiques (verre-pyrex). Ceci constituant un objectif fort de notre étude, il est intéressant de l'avoir réalisé. De plus, nous savons que l'orientation des nanoparticules induit une anisotropie linéaire qui permet de réduire la biréfringence de mode. Cette propriété constitue un levier supplémentaire pour la réalisation d'un accord de phase.

Cependant, à cause de la faible rotation Faraday intrinsèque des particules de Maghémite (30°cm^{-1} à 2 %) et de la valeur encore trop élevée de la biréfringence des guides, aucune conversion de mode n'a pu être mise en évidence. Les tentatives pour réduire la biréfringence ont porté leur fruit, mais dans une mesure trop limitée. La finalité de ces guides étant liée à l'utilisation de la conversion de mode, ils ne paraissent donc pas adaptés dans leur configuration actuelle.

Ainsi, parallèlement, une autre voie de recherche a été engagée au laboratoire lors de la dernière année pour surmonter ces deux problèmes. Elle concerne l'utilisation d'une matrice

sol-gel hybride à faible biréfringence, et dopée en nanoparticules de ferrite de Cobalt dont la rotation Faraday est beaucoup plus forte que celle de la Maghémite.

Conclusion

Des couches minces sol-gel hybride dopées en nanoparticules magnétiques ont été réalisées sur la plate forme sol-gel de l'Université Jean Monnet. Il s'agit d'un oxyde mixte SiO₂/ZrO₂ dont la composition relative peut être ajustée pour faire varier l'indice. Une amplitude de variation de 1,518 à 1,536 a été mise en évidence pour une concentration relative de Zirconium variant de 10 à 30 %. Les épaisseurs obtenues sont de l'ordre de 5 - 8 µm.

Le dopage par des nanoparticules est donc possible avec ce matériau.

Cependant, pour des couches - hors champ-, cette valeur est déjà très faible comparée à celle de l'oxyde mixte SiO₂/TiO₂ pur.

Les résultats les plus intéressants résident dans la très grande amplitude du rendement de conversion. Par comparaison aux travaux antérieurs menés sur une matrice SiO₂/TiO₂ dopée par des nanoparticules de Maghémite [5], nous pouvons constater une augmentation significative des potentialités magnéto-optiques de ces couches minces dopées. En effet, en procédant aux étapes suivantes [7] :

- Le remplacement de la matrice minérale SiO₂/TiO₂ par la matrice hybride SiO₂/ZrO₂ qui permet de réduire la biréfringence de mode ΔN d'un ordre de grandeur.
- L'application de champ de gélification perpendiculaire permet de réduire la biréfringence de mode ΔN d'un ordre de grandeur.
- Le dopage de la nouvelle matrice à l'aide des nanoparticules de ferrite de Cobalt au lieu de celles de Maghémite [5] qui permet d'augmenter la rotation Faraday spécifique du matériau d'une valeur de 30 °/cm vers une valeur de 250 °/cm [7].

CHAPITRE V

Résultats de simulation

Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons présenté les techniques d'élaboration et les techniques de caractérisation des couches minces magnéto optiques, mais la mise au point des composants d'optique intégrée passe par l'étape simulation.

Dans ce chapitre nous nous intéressons à la modélisation des composants magnéto optiques, où nous appliquons les méthodes numériques pour nos calculs. Elles permettent en effet de déterminer comment se propage la lumière dans les guides droits, rectangulaire ou rib et quelle est l'influence des incertitudes inhérentes au procédé de fabrication.

Le développement des codes de calcul est un des objectifs du laboratoire, le choix a été fait d'acquérir des solutions commerciales complétant les outils présents au sein de l'équipe. En effet, nous disposons déjà d'un code de calcul Fimmwave[36-37] de la société britannique Photon Design. Il s'est avéré que ce logiciel est précis, rapide et facile à utiliser.

V.1. Fimmwave

Le solveur de modes de Photon Design repose sur la méthode d'appariement des modes de guides plans, la méthode FMM, proposée par Sudbø dans [38-40]. Il s'agit d'une reformulation d'une méthode connue sous le nom de méthode de résonance transverse ou méthode du réseau équivalent.

Nous en rappelons donc ci-dessous le principe.

Considérons le guide représenté sur la figure V.1. Il est découpé en couches horizontales et en tranches verticales. À chaque tranche on associe un guide plan avec le même empilement de couches. Puis on détermine les modes TE et TM de chacun des guides plans correspondant à chacune des tranches. Ces modes servent de base de décomposition du champ électromagnétique. On sélectionne ensuite les modes qui ont la même composante suivant z du vecteur d'onde modal, k_z , puis on « recolle » ces modes aux interfaces entre tranches en ajustant l'amplitude des modes de chaque film afin de satisfaire les conditions de continuité aux interfaces. Seules certaines valeurs de k_z donnent un ensemble d'amplitudes de modes de tranches non nulles, c'est-à-dire un mode du guide étudié de vecteur d'onde parallèle à l'axe z et de norme k_z . [41]

Le continuum des modes de la fenêtre de calcul est discrétisé par des conditions aux limites arbitraires, des « murs », électriques ou magnétiques, placés suffisamment loin du guide pour avoir une influence négligeable sur les modes du guide considéré.

La méthode FMM est très bien adaptée aux guides qui peuvent être décrits par des rectangles d'indice homogène, car le nombre de tranches et de couches reste limité. Par contre le traitement de guides qui, par exemple, ont des flancs non verticaux passe par la discrétisation

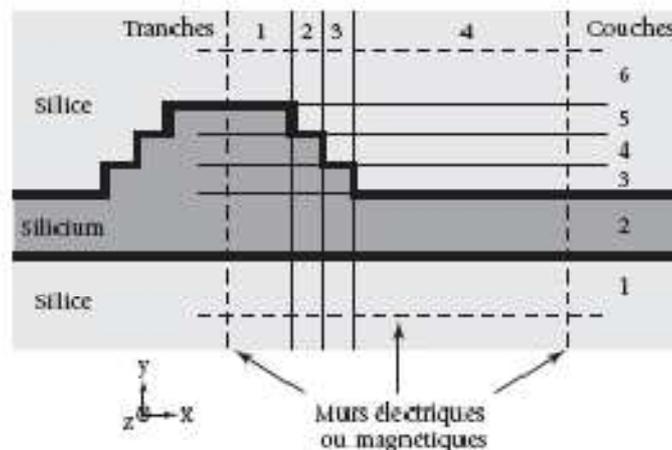


Figure V.1 Guide en arête sur SOI découpé en tranches et en couches pour le calcul par la méthode FMM, avec des flancs en pente approximés en escalier. [41]

La présence de flancs avec de nombreuses couches et tranches, augmente considérablement les temps de calcul. Enfin, notons que la méthode FMM existe non seulement pour le calcul vectoriel des modes mais aussi pour le calcul approché, scalaire ou semi vectoriel, des modes. En plus des murs électriques ou magnétiques pour limiter la zone de calcul, la société britannique Photon Design a ajouté des conditions aux limites absorbantes. On n'obtient donc des résultats corrects qu'à condition de n'utiliser les conditions aux limites absorbantes que sur les bords latéraux de la fenêtre de calcul. Ici ne s'agit pas d'étudier la propagation dans une structure quelconque où les modes de radiation sont nécessaires, mais seulement de rechercher les modes des guides, on peut alors remplacer les conditions aux limites absorbantes par des conditions aux limites transparentes (tableau V.1)[41].

	Mode quasi-TE	Mode quasi-TM
Mur électrique parallèle à Oy	paire	Impair
Mur magnétique parallèle à Oy	Impair	pair
Mur électrique parallèle à Ox	Impair	pair
Mur magnétique parallèle à Ox	pair	Impair

Tableau V.1 Parité des modes trouvés par rapport à l'axe de symétrie où on place le mur, en fonction du type de mur utilisé.

V.2 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 défini 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... sont demandées ou configurées par défaut. Ensuite le guide est défini en tranches verticales qui sont en fait des zones de gravures de profondeurs différentes. Quand le guide est réalisé, il reste un paramètre physique à donner : la longueur d'onde utilisée pour la simulation.[36,42]

- **Méthode de calcul des modes :**

Le logiciel découpe le guide d'onde à double confinement (2D) en guide plan à simple confinement (1D), d'après les tranches verticales créées lors de la définition du guide à simuler. Dans chaque tranche verticale, la valeur de l'indice effectif varie selon la direction verticale et reste constante pour les directions parallèles au plan du film de silicium. Le logiciel calcule les modes 1D de propagation TE-TM selon la direction de propagation comme si la structure du guide 1D était extrêmement large.

Il réalise ces calculs pour un nombre paramétrable de modes 1D dans chaque tranche verticale ; et ensuite, en utilisant les équations de Maxwell et les conditions aux limites imposées, le logiciel assure la continuité des champs électriques et magnétiques dans le guide.

- **Influences des différents paramètres de calcul numérique :**

En effectuant des tests pour connaître l'influence des conditions aux limites en fonction de la taille de la fenêtre du guide, on peut définir une fenêtre de calcul optimale pour que les conditions aux limites n'aient plus d'influence sur les résultats, tout en limitant au maximum le temps de calcul.

De même, la discrétisation du guide pour des formes simples comme un guide Rib n'a pas d'influence notable sur les résultats alors que pour un guide triangulaire ou trapézoïdal elle est très importante pour avoir des résultats précis et un temps de calcul minimum.

Après chaque calcul on peut accéder à une courbe d'évaluation de l'erreur en fonction du nombre de modes 1D calculés. Donc si l'erreur n'évolue plus à partir d'un certain nombre de modes 1D calculés dans chaque tranche verticale, il est inutile de faire le calcul pour un nombre plus important de mode 1D.

- **Interprétation des simulations :**

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 formes de courbes de niveau en intensité ou à trois dimensions.

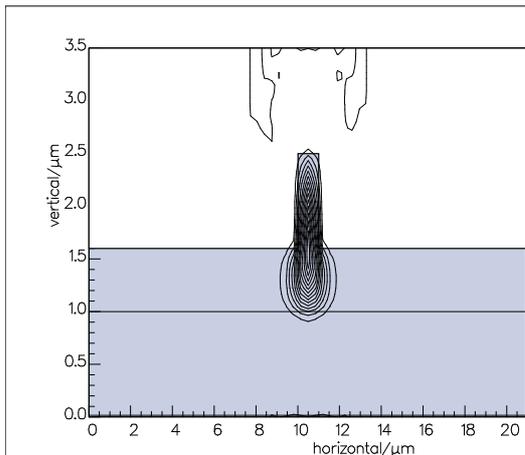
- **Modes guidants :**

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.

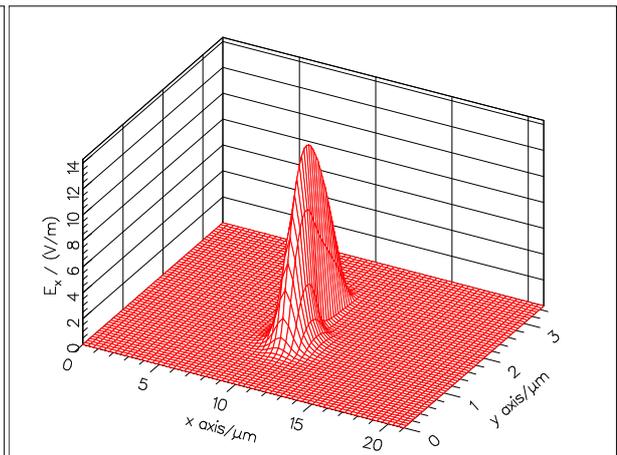
La composante principale d'un champ est la composante de plus forte intensité sur une direction, les deux autres composantes sur les autres directions sont beaucoup plus faibles, d'un facteur au moins égal à dix [42] (figure V.2).

Composante principale d'un mode guidant:

Vue 2D

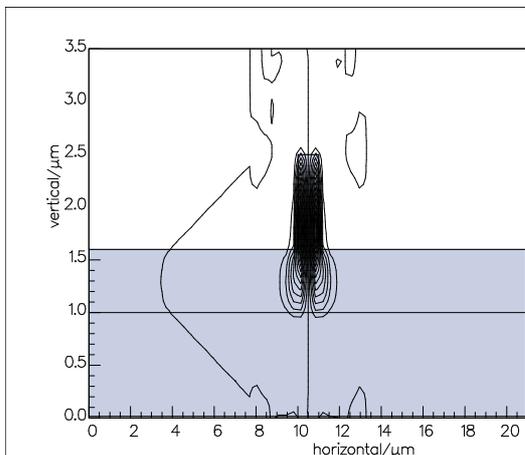


Vue 3D

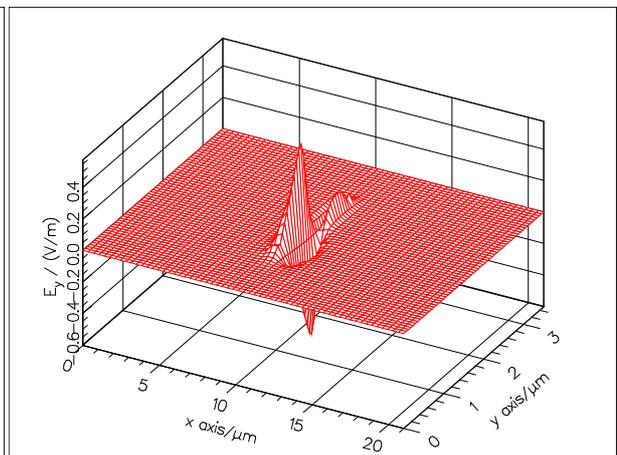


Première composante non principale d'un mode guidant:

Vue 2D

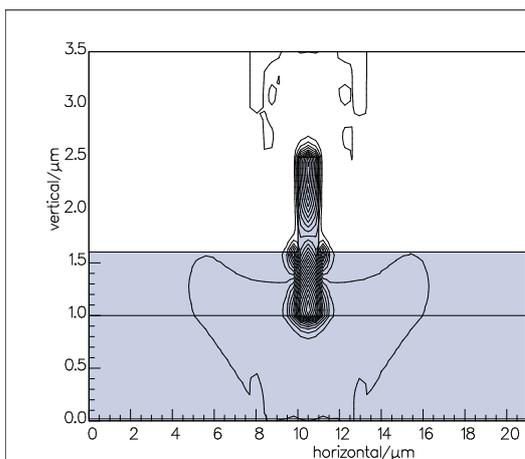


Vue 3D



Seconde composante non principale d'un mode guidant:

Vue 2D



Vue 3D

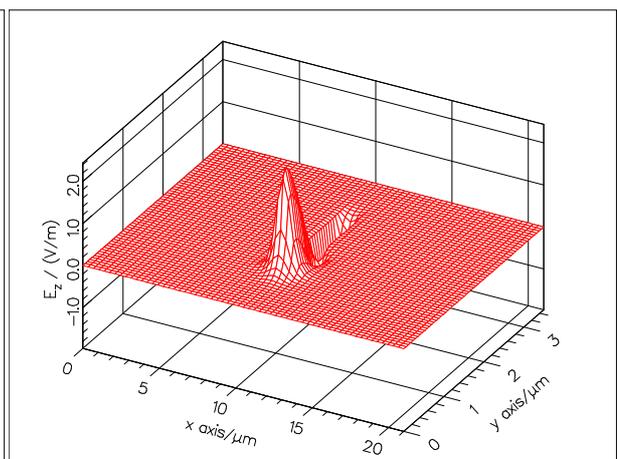


Figure V.2 Composante d'un mode guidant

Modes non guidants :

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.

Les pertes se font soit sur toutes les composantes du champ, soit uniquement sur les composantes secondaires du mode.

Il y a alors une dispersion latérale très importante comme s'il n'y avait pas de confinement latéral [42](figure V.3).

Exemples de composantes de modes non guidants:

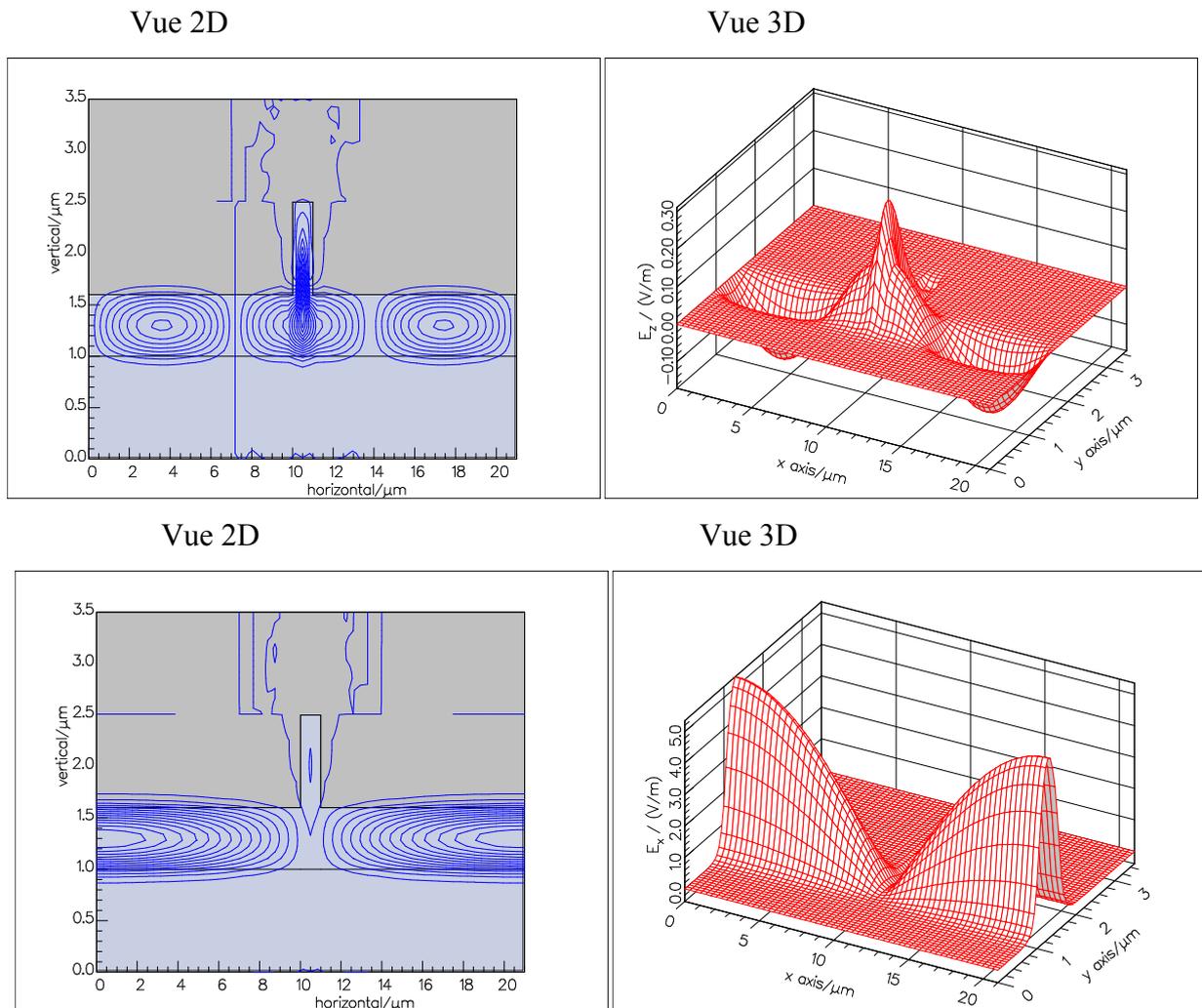


Figure V.3 Composante d'un mode non guidant

Ces différentes visualisations permettent de déterminer si un mode calculé numériquement est un mode guidant ou bien un mode de substrat qui diffusera dans le film de silicium.

Il est aussi possible d'accéder aux valeurs des indices effectifs de chaque mode calculé TE –TM. Les résultats obtenus par simulation sont cohérents avec les publications [3] et [43-45], et pour les guides rib mono-modes les résultats sont conformes avec [46] et [47].

V.3. Résultats de simulation

V.3. 1. Guide d'onde planaire

Le guide d'onde 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 . (Figure V.4).

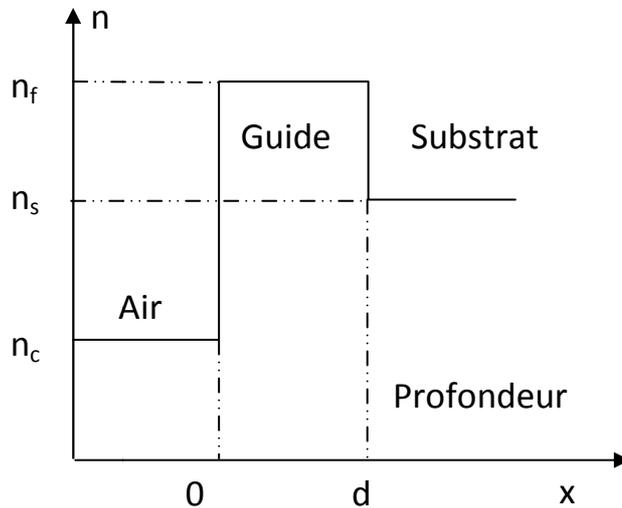


Figure. V.4 : Profil à saut d'indice

Dans le cadre de cette étude, on limitera notre étude aux guides plans à saut d'indice. On utilisera la configuration représentée sur la figure V.5. On se placera de plus dans le cas idéal où les trois milieux constituant le guide sont des milieux diélectriques, isotropes, sans pertes et d'épaisseur constante. Le guide d'indice 1,56 est déposé sur un substrat de pyrex (1,472 d'indice).

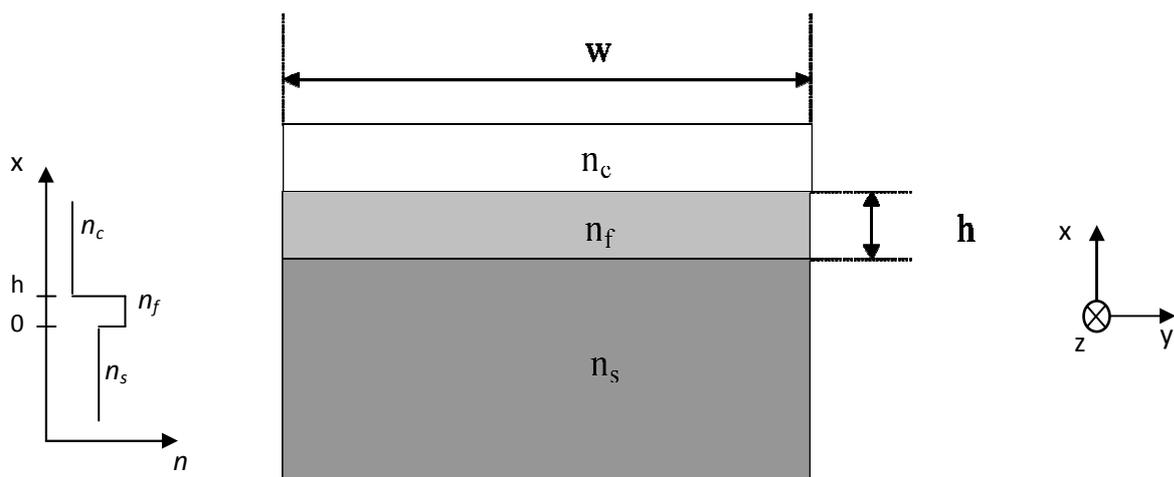


Figure V.5. Guide plan à saut d'indice

V.3. 1.a. L'accord de phase

La condition d'accord de phase entre les modes TE et TM est essentielle dans les guides d'ondes magnéto-optiques, mais elle reste liée au choix de la géométrie du guide qui est un paramètre important quant à l'optimisation des performances du composant. En exploitant le logiciel Fimmwave nous avons procédé à la simulation du fonctionnement d'un guide d'onde planaire.

Les équations de dispersion d'une telle structure sont les suivantes :

$$h\sqrt{k^2 n_f^2 - \beta_{TE}^2} - \arctan \left[\frac{\beta_{TE}^2 - k^2 n_c^2}{\sqrt{k^2 n_f^2 - \beta_{TE}^2}} \right] - \arctan \left[\frac{\beta_{TE}^2 - k^2 n_s^2}{\sqrt{k^2 n_f^2 - \beta_{TE}^2}} \right] = m\pi$$

$$h\sqrt{k^2 n_f^2 - \beta_{TM}^2} - \arctan \left[\frac{n_f^2}{n_c^2} \frac{\beta_{TM}^2 - k^2 n_c^2}{\sqrt{k^2 n_f^2 - \beta_{TM}^2}} \right] - \arctan \left[\frac{n_f^2}{n_s^2} \frac{\beta_{TM}^2 - k^2 n_s^2}{\sqrt{k^2 n_f^2 - \beta_{TM}^2}} \right] = m\pi$$

On représente graphiquement les équations de dispersion pour trois guide d'ondes de largeur W telle que ($W=6, 8$ et $10\mu\text{m}$) et en faisant varier l'épaisseur h de $1\mu\text{m}$ à $3\mu\text{m}$ (figure V.6)

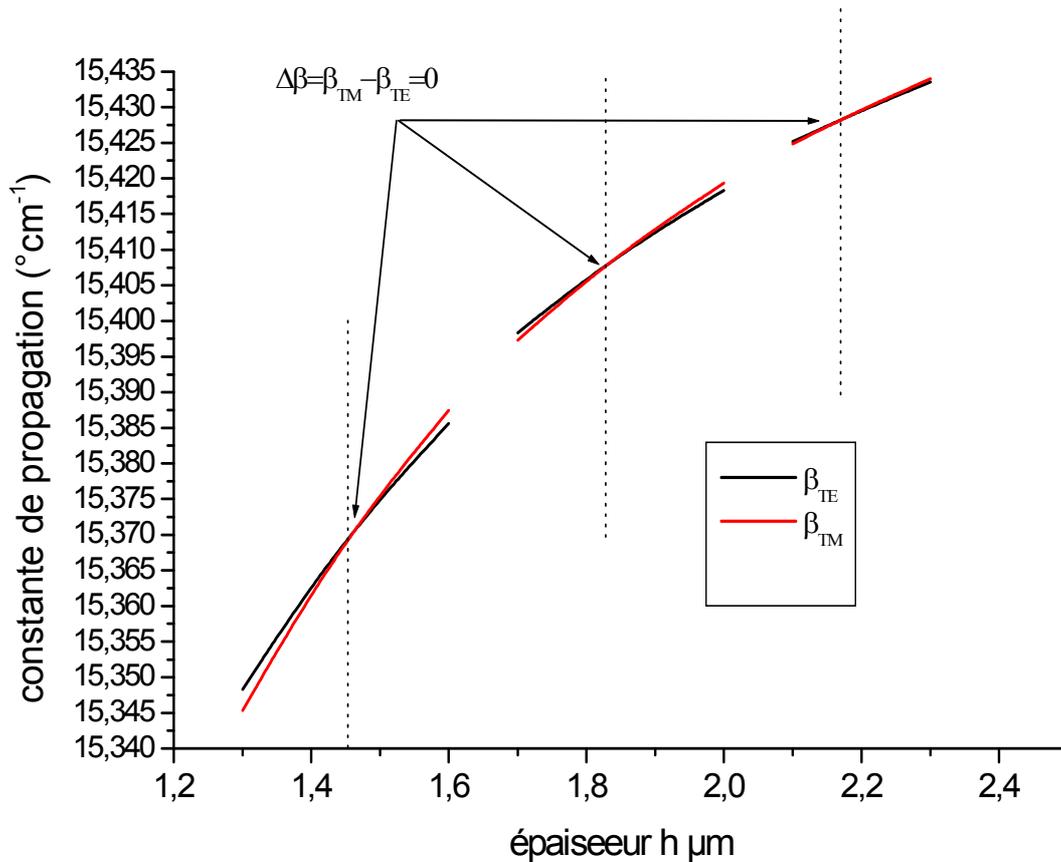


Figure V.6 constante de propagation en fonction de l'épaisseur h du film pour $W=6\mu\text{m}$, $W=8\mu\text{m}$, et $W=10\mu\text{m}$ à $\lambda=633\text{nm}$

Cette figure montre également qu'au sein d'une paire de mode (TE_0 , TM_0), les indices effectifs sont différents : on parle de biréfringence de mode ΔN_{eff} ou différence de phase : $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM} = k\Delta N_{eff}$.

V.3. 1.b. Répartition de champ

On remarque également sur cette figure que l'accord de phase se produit pour une seule valeur de h (ce qui correspondant pour la figure V.6 à $\beta_{TE} = \beta_{TM}$ c'est à dire $\Delta\beta = 0$, pour chaque guide) pour les trois guides d'ondes, et en constate que $h < W$.

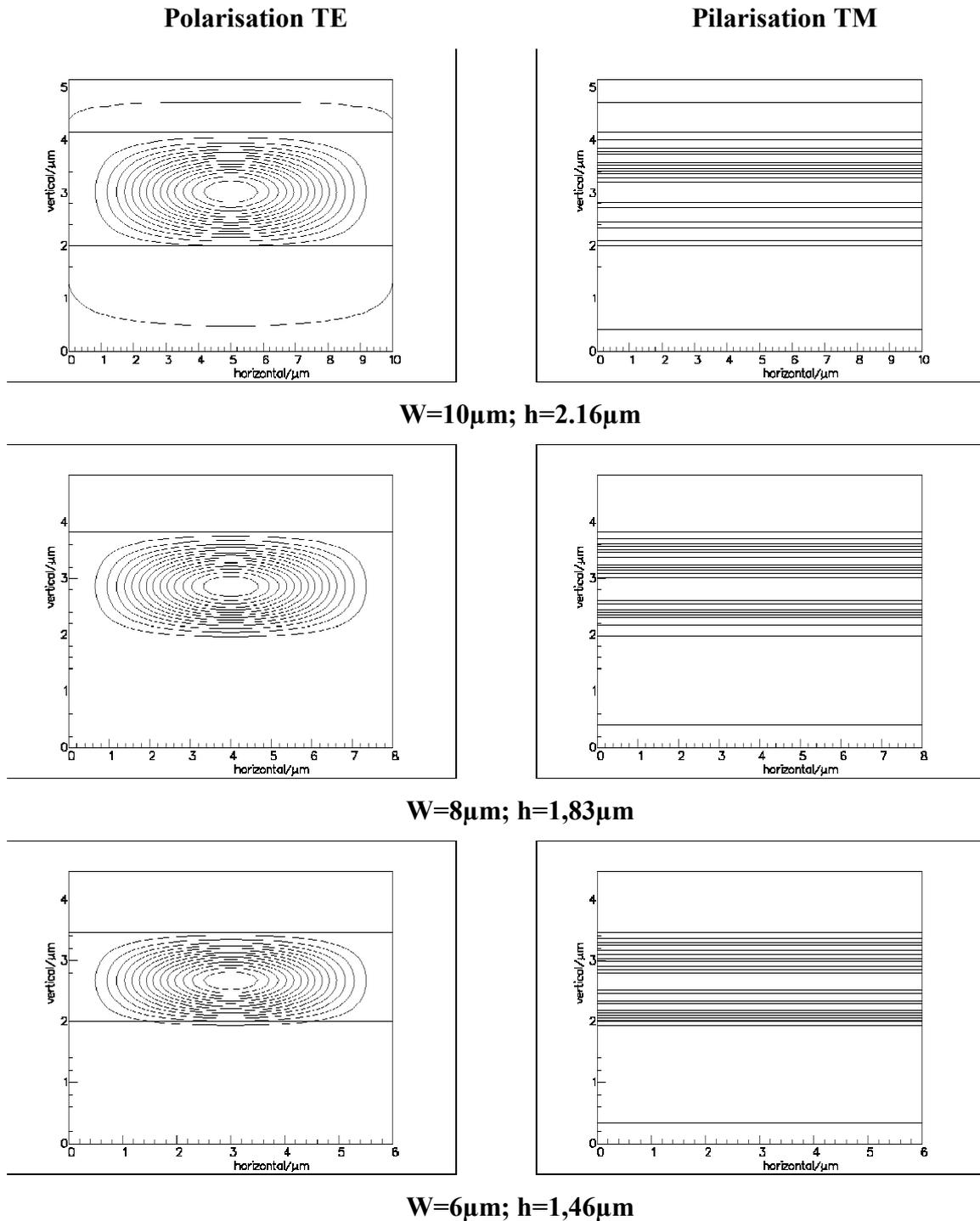


Figure V.7 Confinement de l'intensité dans le guide polarisation TE et TM à $\lambda=633\text{nm}$

On voit sur la figure V.7 que les composantes des champs E sont assez confinées et les pertes sont faibles puisque le guide plan symétrique assure le confinement de la lumière dans une direction transverse par rapport à la direction de propagation. D'autres géométries permettent de la confiner dans les deux directions. C'est le cas des guides d'ondes à deux dimensions

V.3.2. Guide d'onde rectangulaire

V.3.2.a. Etude de la biréfringence

L'objectif de cette étude est de définir les dimensions d'un guide d'onde optique telle que la condition $\Delta N = N_{TE} - N_{TM} \cong 0$ soit vérifiée.

La configuration la plus simple d'un guide d'onde est un empilement de trois couches de matériaux d'indices de réfraction différents (figure V.8). Notre guide est constitué d'un substrat en Pyrex d'indice de réfraction $n_s = 1.472$, une couche intermédiaire en $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ dopée Fe_2O_3 d'indice $n_f = 1.56$ correspondant au film guidant et une couche supérieure de couverture d'indice de réfraction $n_c = 1$.

Le guide d'onde est représenté sur la figure est une structure multicouches. La région guidante à confinement d'indice n_f est définie transversalement (selon x) par l'épaisseur h et (selon y) par la largeur w .

L'onde est injectée à une extrémité de la structure, elle est guidée jusqu'à l'autre extrémité (selon z).

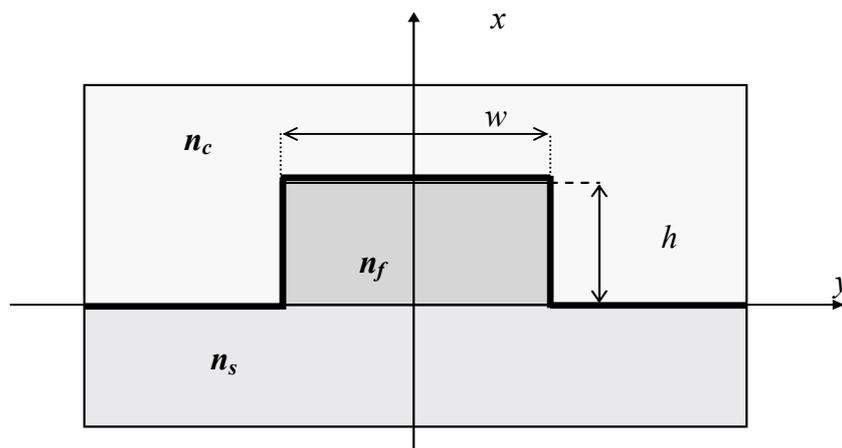


Figure V.8 représentation de la structure

Les calculs sont effectués tout en fixant l'épaisseur h (3 ; 4 ; 5 et $6\mu\text{m}$), et une série de simulations précises a été effectuée pour une largeur w variant de $2\mu\text{m}$ à $10\mu\text{m}$.

On constate que l'indice effectif des modes TE et TM augmente avec la largeur, jusqu'à ce qu'il approche la valeur de l'indice du film guidant. On remarque également sur cette figure V. 9 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 $N_{eff}=0$, pour chaque guide).

Si la largeur du guide augmente le guide devient multimodes, on constate d'une manière générale que lorsqu'on augmente la largeur du guide il existe une valeur de w pour la quelle la biréfringence d'indice effectif s'annule.[48-51].

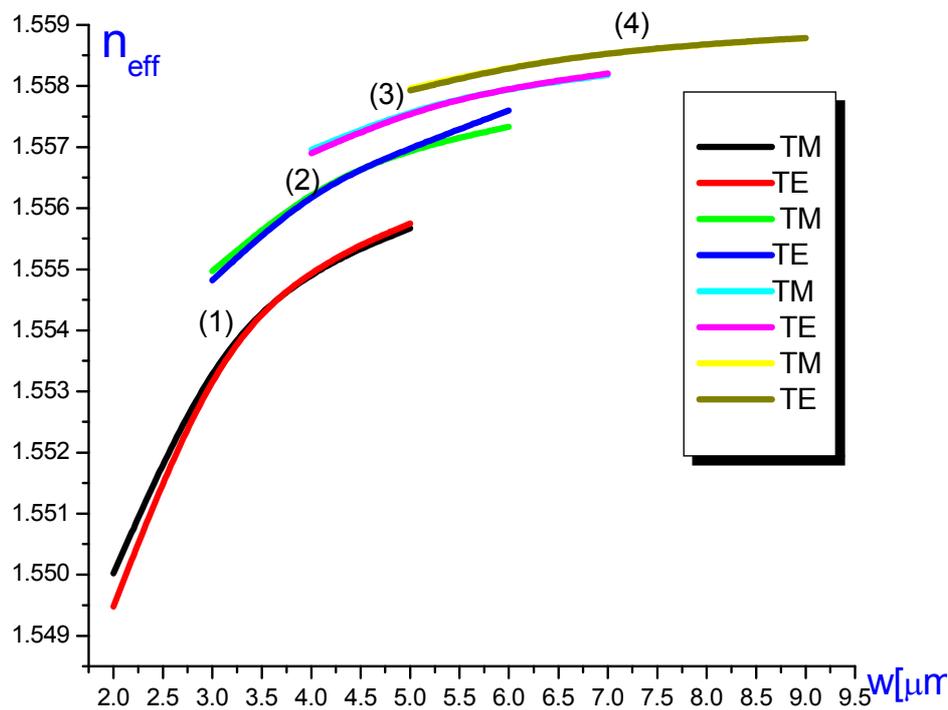


Figure V.9 courbe de dispersion pour les modes TE et TM pour les

La figure V.10 montre la variation du rapport de transfert de puissance R entre les modes TE_0 et TM_0 en fonction de la variation des dimensions du cœur (film) h et w . Les courbes tracées pour des guides d'ondes différents présentent le rapport de transfert de puissance entre les modes TE_0 et TM_0 . On remarque que les valeurs de h et w correspondent à l'accord de phase $\Delta\beta=0$, et présentent un pourcentage de conversion de 100% ($R=R_{max}=1$). Quand le rapport de transfert de puissance R atteint son maximum 1, cela veut dire que toute la puissance a été convertie (d'un mode fondamental à l'autre)

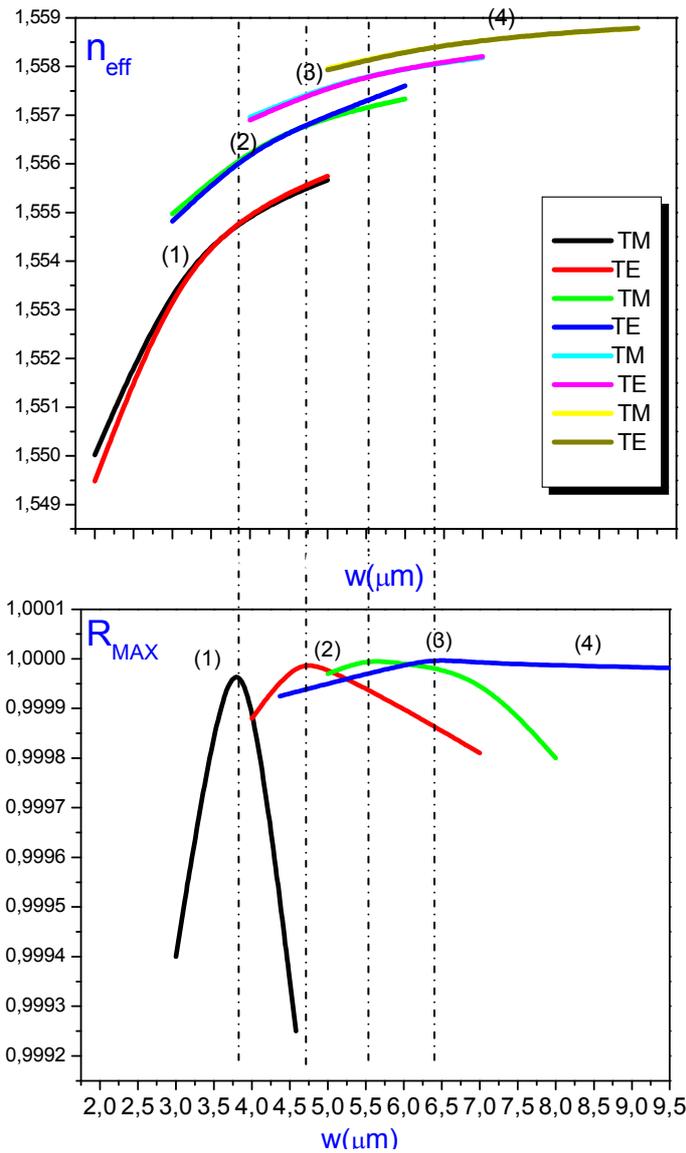


Figure V.10. Conversion de mode TE et TM en fonction de W pour les quatre guides $n_s=1.47$, $\theta_f 156^\circ/cm$, $\lambda=633nm$. [50].

On remarque que nos résultats sont en accord avec ceux de la littérature [3] et [54] figure V.11

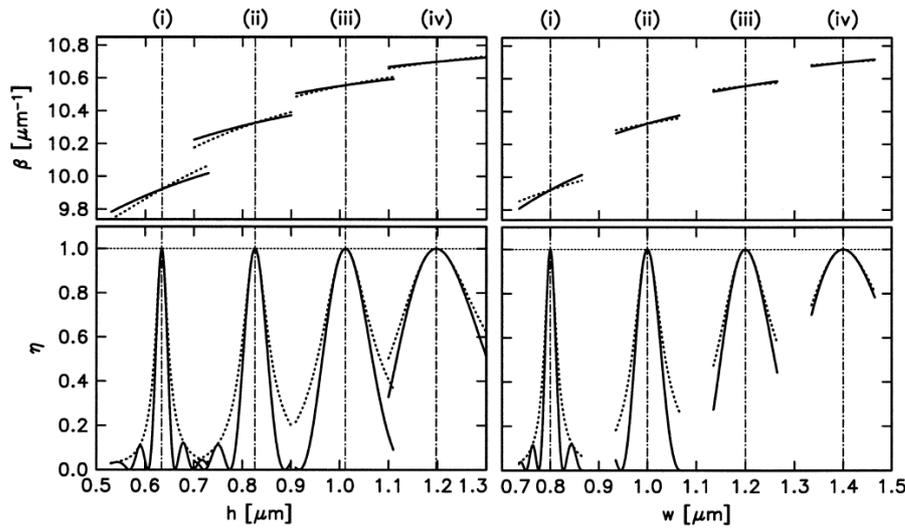


Figure V.11. Conversion de mode TE et TM en fonction de W et h pour les quatre guides $n_s=1.95$, $n_f=2.302$, $n_c=$, $\lambda=1.3\mu\text{m}$. [3].

V.3.2.b. Répartition de champ

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 des champs E et H doivent être localisées dans le guide ou aux abords immédiats de celui-ci. On voit sur la figure V.12 que les composantes des champs E et H sont assez confinées et les pertes sont faibles.

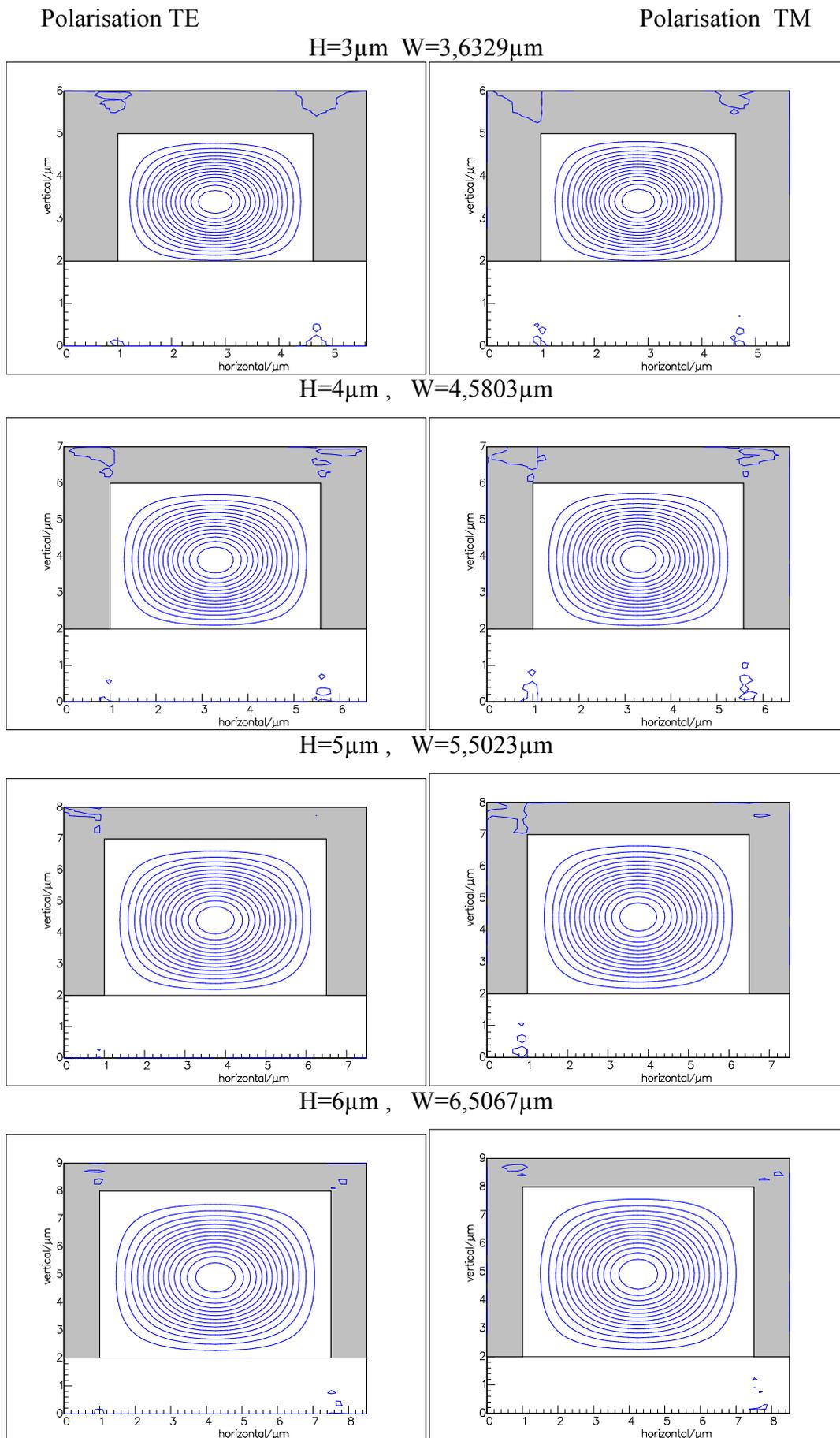


Figure V.12 Confinement de l'intensité dans le guide pour des polarisations TE et TM à $\lambda=633\text{nm}$

V.3.3 .Guide d'onde en arête (Rib)

Le guide d'onde étudié est un guide d'onde optique à double confinement chargé par une arête (figure V.13).

On peut modéliser ce guide de la manière suivante, avec $n_f > n_s$:

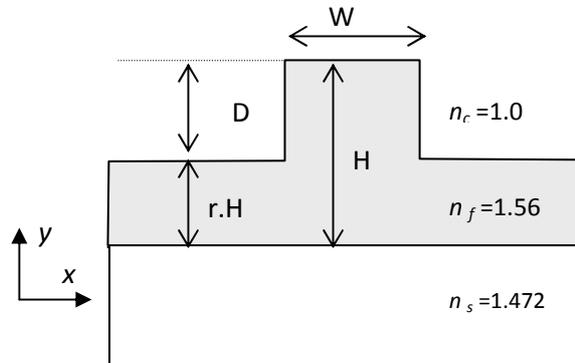


Figure V.13 Guide d'onde RIB

W: Largeur du guide.

D : Gravure.

H: Hauteur du guide ($h = r.H$).

r: Paramètre du gravure.

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

L'objectif de cette étude est :

- De définir le dimensionnement d'un guide en arête à biréfringence d'indice effectif nulle.
- De définir le dimensionnement d'un guide en arête monomode TE et TM, pour ne pas avoir de modes TE et TM se propageant à des vitesses différentes.

V.3.3.a. Etude de la biréfringence

Etude de l'influence de la largeur du guide w sur la biréfringence d'indice effectif

Dans un premier temps, la hauteur H du guide est fixée à 1.5, 2.0 et 2.5 μm , les calculs sont effectués en faisant varier la largeur W tout en fixant l'épaisseur H . Une série de simulation a été entreprise pour des valeurs données de la gravure D à partir desquelles on trace la biréfringence de l'indice effectif ΔN du guide en fonction de la largeur W (figure V.14) [53].

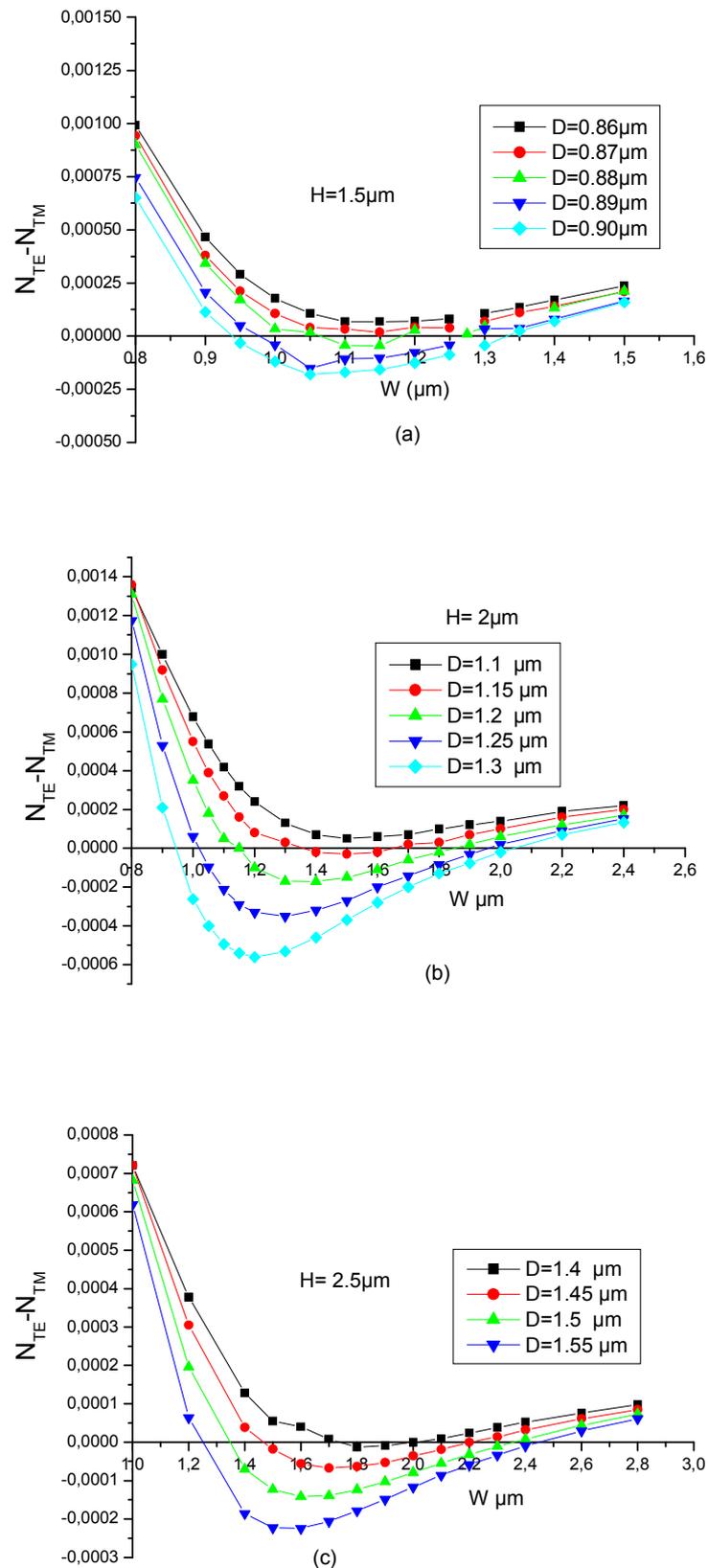


Figure V.14: variation de ΔN en fonction de W pour différentes valeurs de D

Les figures présentées illustrent la variation de la biréfringence $\Delta N_{\text{géo}}$ en fonction de la largeur W pour différentes valeurs de D . (figure V.14)

On remarque qu'il existe deux valeurs de la largeur du guide pour les quelles la biréfringence peut s'annuler, l'annulation de la biréfringence est réalisée pour des guides d'onde faiblement gravés ainsi que pour des guides fortement gravés.

On peut déjà voir que le signe de la biréfringence Géométrique s'inverse pour les trois guides d'onde étudié c'est-à-dire que nous avons trouvé des valeurs de $\Delta N_{\text{géo}}$ positive et négative.

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 $\Delta N_{\text{géo}}=0$ pour des hauteurs du guide d'onde rib de 1.0, 1.5, 2 et 2.5 μm ;

On peut voir que si la biréfringence d'indice effective est nulle, le paramètre de gravure est maximum (la profondeur de gravure D est minimum) 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 V.15 est approximée à une fonction polynomiale du 2eme degré. On observe la même allure pour les 3 guides d'ondes. On a rapporté un autre guide d'onde pour lequel $H=1\mu\text{m}$ et on note qu'il existe un minimum de la profondeur de gravure D_{min} pour tous les guides étudiés [53].

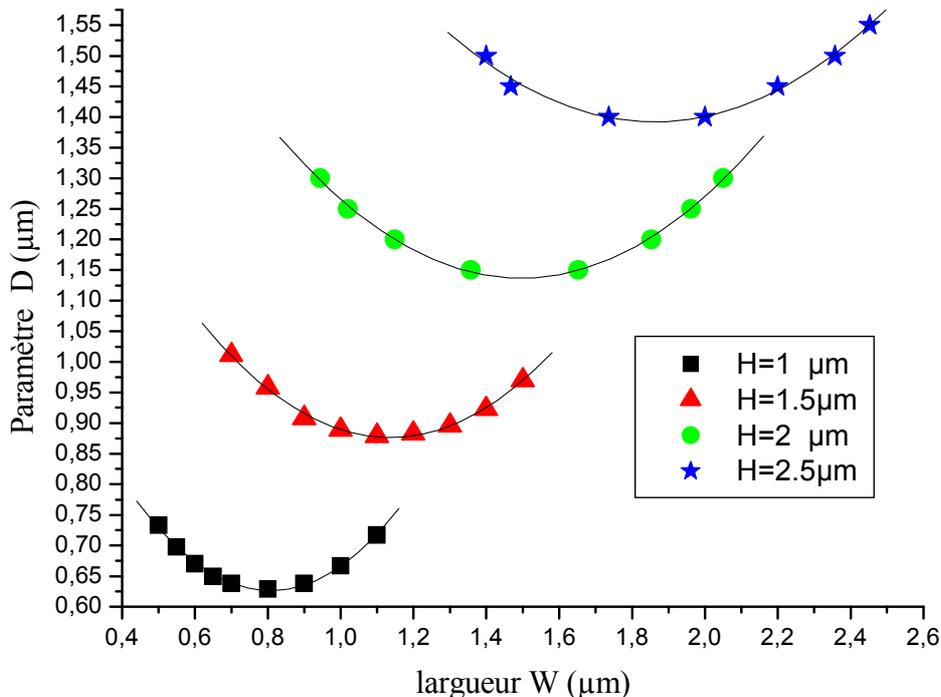


Figure V.15. L'influence du paramètre de gravure D sur la largeur W , pour réaliser le zéro en biréfringence pour des hauteurs du guide $H=1.00\mu\text{m}$, $1.5\mu\text{m}$, $2.0\mu\text{m}$, et $2.50\mu\text{m}$.

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

$$D_{min} = 0,07.10^{-6} + 0,711H.$$

La représentation de cette relation est reportée sur la figure V.16.

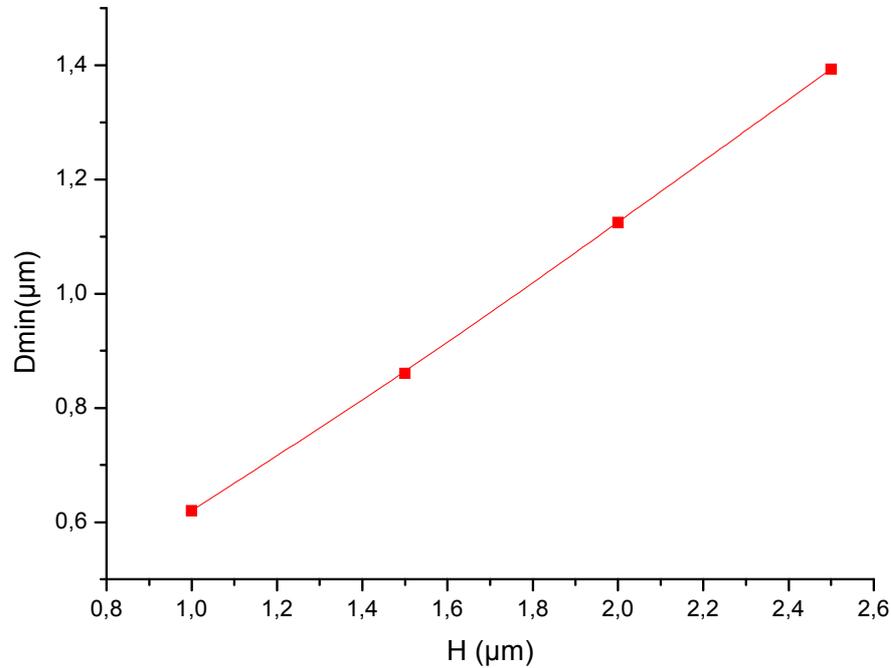


Figure V.16. Variation de D_{min} en fonction de H

V.3.1.b. Répartition du champ

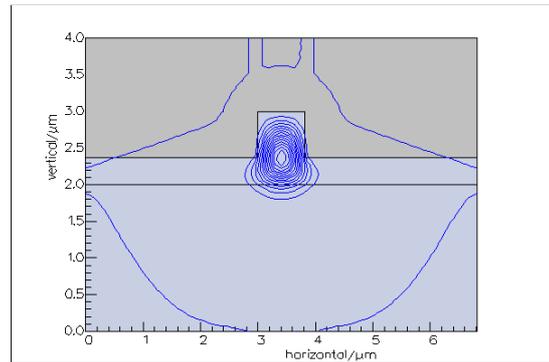
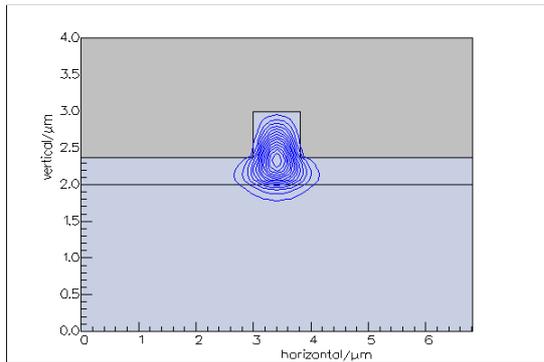
On note sur la figure V.17 que les composantes des champs E et H sont assez confinées et les pertes sont faibles puisque le guide d'onde en arête assure le confinement de la lumière dans les deux directions.

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

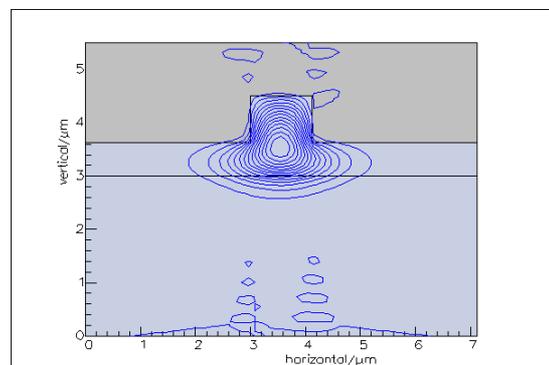
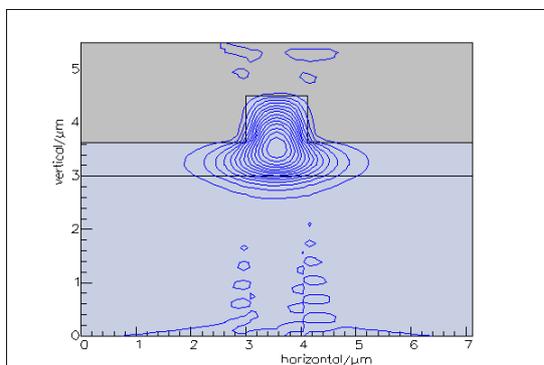
Polarisation Quasi-TE

Polarisation Quasi-TM

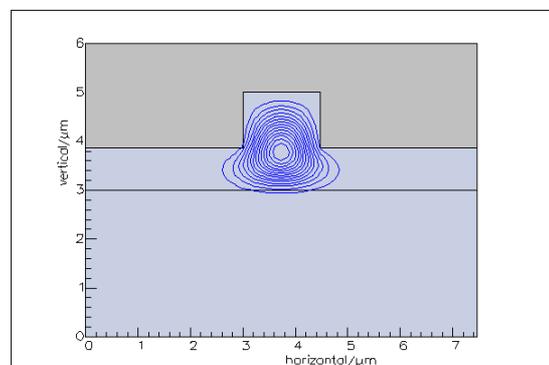
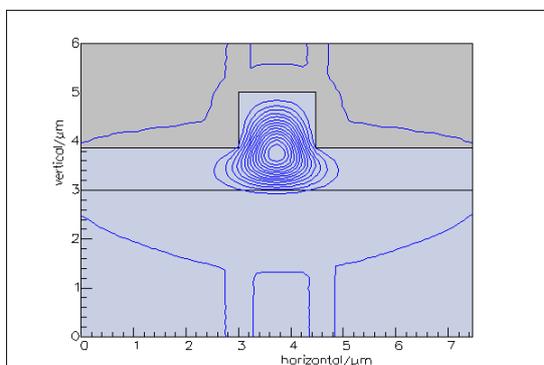
H=1 μ m W=0.819 D=0.626



H=1.5 μ m W=1.219 μ m D=0.862



H=2 μ m W=1.462 D=1.125



H= 2.5 W=1.893 D=1.393

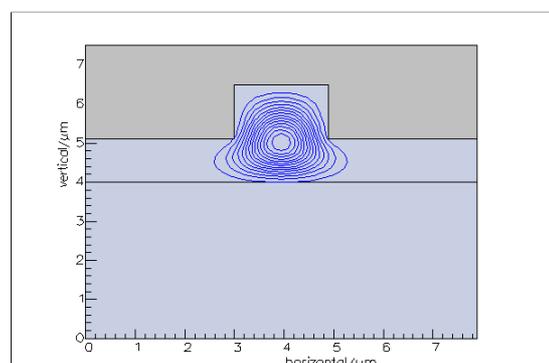
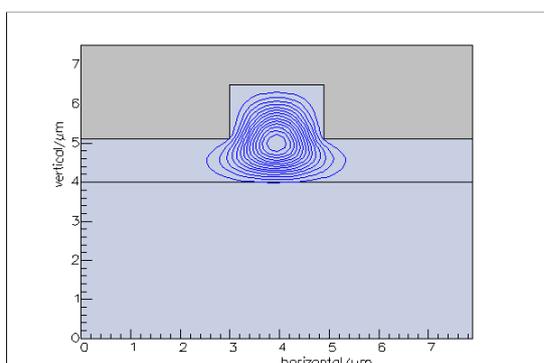


Figure V.17 Confinement de l'intensité dans le guide polarisation TE et TM à $\lambda=633\text{nm}$

V.3.3.c. Etude de la condition d'obtention d'un guide monomode

Le guide d'onde étudié est un guide d'onde optique à double confinement chargé par une arête (figure V.13). Si le guide est multimode il y a plusieurs groupe de rayons, appelés modes propres du guide, qui se propagent avec des vitesses variables. Lorsqu'une impulsion lumineuse est injectée dans le guide, plusieurs modes propres sont alors excités, mais puisque les vitesses de propagations de chacun sont différentes, l'impulsion s'allonge au fur et à mesure qu'elle se propage. Donc au-delà d'une certaine distance, une impulsion en vient à chevaucher l'impulsion précédente, provoquant ainsi une perte d'information (dispersion modale)[55-57].

Pour corriger ce problème, on cherche à fabriquer un guide monomode, où un seul mode de propagation est excité par l'impulsion lumineuse. Toutefois, pour obtenir la condition de propagation monomode, certaines conditions sont à respecter, et les différences d'indices entre les matériaux du film et ceux de couverture et de substrat doivent être suffisamment élevées pour préserver les conditions de réflexion totale en cas de légère courbure. On peut modéliser ce guide de la manière suivante, avec $n_f > n_s$

Plusieurs études ont été menées pour identifier les conditions de coupure pour le deuxième mode Soref et al. [46] et Pogossian et al [47] ont montré qu'il est possible d'obtenir un guide d'onde rib monomode même si le guide d'onde planaire est multi-mode pour la même épaisseur. Ils ont proposé une relation simple entre les paramètres géométriques du guide d'onde pour assurer son caractère monomode :

$$\frac{W}{H} \leq \alpha + \frac{r}{\sqrt{1-r^2}} \quad \text{et} \quad r \geq 0.5 \quad (\text{IV.1})$$

Où W est largeur du guide, H sa hauteur, r le paramètre de gravure qui correspond au rapport entre l'épaisseur de l'arête déterminant le confinement latérale et l'épaisseur du guide et $\alpha = 0,3$ [46] et $\alpha = 0$ [47]. Si nous considérons

$$\frac{W}{H} = \alpha + \frac{r}{\sqrt{1-r^2}} \quad \text{et} \quad r \geq 0.5 \quad (\text{IV.2})$$

Sur la figure V.18 nous illustrons la variation W/H en fonction du paramètre de gravure en ce qui concerne les deux auteurs [46][47].

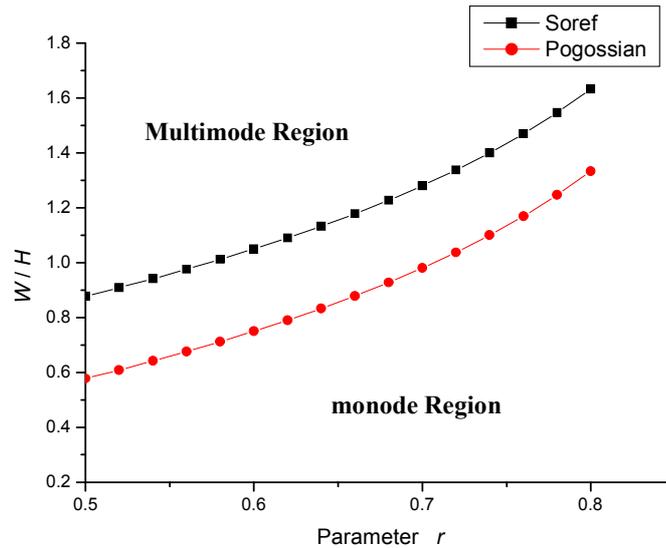


Figure V 18: W/H en fonction du paramètre de la gravure r d'après Soref et Pogossian.

Cette formule servira de point de départ pour les simulations effectuées, cependant elle a été établie pour des "grands" guides de l'ordre de plusieurs microns de hauteur et dont la seule contrainte est d'être monomode.

De plus, les cas où le paramètre de gravure r est inférieur à 0,5 n'ont pas été étudiés par [46] et [47]. Il est donc nécessaire et très intéressant de faire varier r sur un grand domaine, c'est-à-dire que les conditions liées à l'équation (V.1) ne sont pas strictes et qu'il est possible de ne pas les respecter tout en conservant les objectifs fixés, c'est-à-dire la condition mono-mode.

Cette section présente l'influence des paramètres géométriques du guide d'onde rib (hauteur, largeur et profondeur de gravure) sur la condition mono-mode.

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'ondes et le rapport r ($r = h / H$), on augmente progressivement la largeur du guide d'ondes jusqu'à l'apparition du second mode de propagation et on détermine la largeur maximale W_{\max} des guides mono-mode pour les deux polarisation TE et TM .

Nous pouvons donner un graphique de la variation du mode de coupure des modes quasi-TE et quasi-TM, et les comparer aux approches de soref et al [46] et pogossian et al [47] pour des guides d'ondes de hauteur $H = 2\mu\text{m}$ et $2,5\mu\text{m}$. Les résultats figure (V.19-20) sont très semblables à l'approche de pogossian (pour le paramètre r inférieur à 0,52 μm). Cependant, la simulation

démontre que nos résultats sont plus proches de ceux de Pogossian et al [4]. Mais pour des valeurs de r supérieures à 0,52 il ya un décalage par rapport aux résultats de Pogossian et Soref.

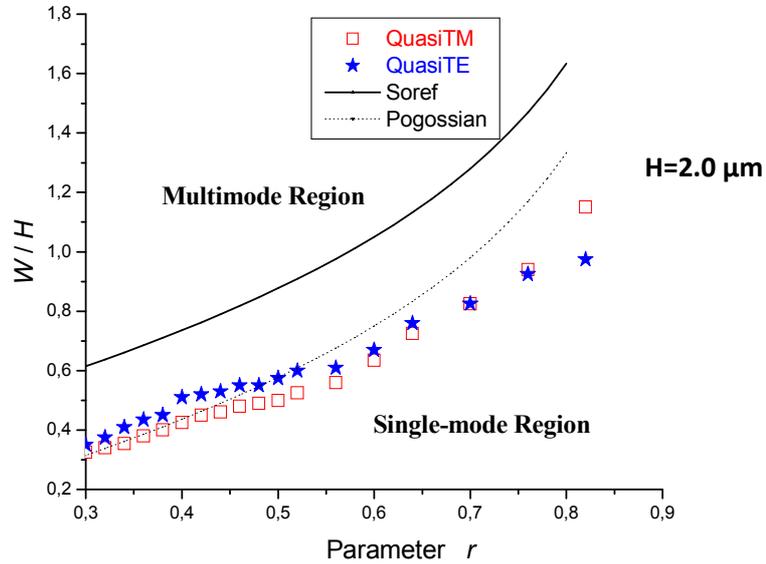


Figure V.19 variation de W/H en fonction de r pour $H=2\mu\text{m}$

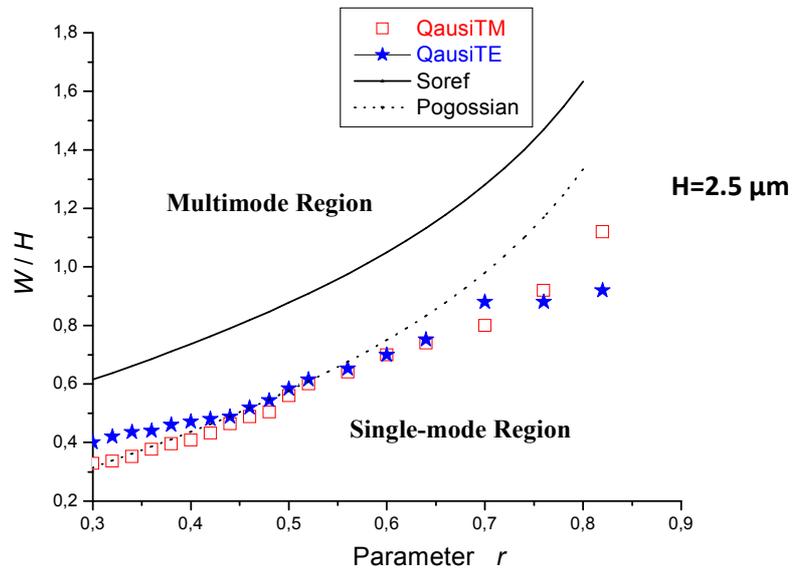


Figure V.20 variation de W/H en fonction de r pour $H=2.5\mu\text{m}$

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 de l'autre. On parle de biréfringence géométrique notée $\Delta N_{\text{géo}}$.

Nous avons optimisé les dimensions des guides d'onde rectangulaire, planaire et rib magnéto optique pour obtenir une valeur de biréfringence nulle pour deux modes de propagation dans une couche guidante. Cette condition est nécessaire dans un dispositif magnéto optique en couche mince et il existe une valeur de la largeur du guide pour la quelle la biréfringence peut s'annuler. Cette structure supporte des modes assez confinés et donc de faibles pertes. Ce composant peut être exploité pour la réalisation d'isolateurs où de modulateurs optiques.

Si le guide présente une anisotropie, un autre terme se rajoute à la biréfringence géométrique, c'est la biréfringence intrinsèque Δn_i . Globalement ΔN s'écrit : $\Delta N = \Delta N_{\text{géo}} + \Delta n_i$.

Nous avons montré dans le chapitre IV, que l'application du champ magnétique de gélification et l'orientation des nanoparticules induisent une anisotropie linéaire qui permet de réduire la biréfringence de mode, nous avons trouvé des valeurs positives et négatives de la biréfringence intrinsèque.

La représentation des différentes composantes de la biréfringence est reportée sur la figure V.21.

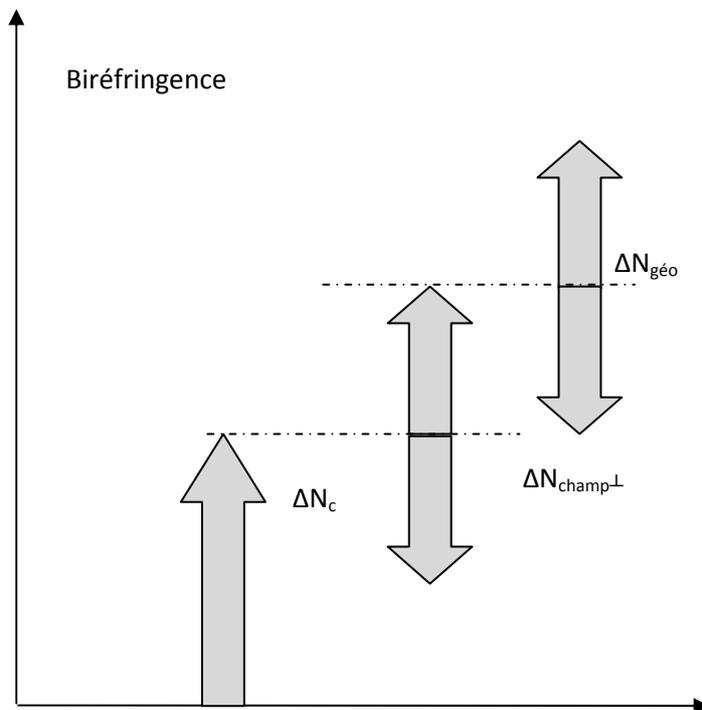


Figure V.21 : Décomposition des différentes origines de la biréfringence de modes.

Toutes ces biréfringences peuvent se compenser pour donner $\Delta\beta=0$ et ces propriétés constituent un levier supplémentaire pour la réalisation de l'accord de phase

Conclusion

L'objectif final de ce travail est la réalisation de la conversion de mode dans les couches magnéto-optiques. Le matériau utilisé est constitué d'une matrice sol-gel minérale $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ou hybride $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$.

Nous avons procédé à la caractérisation opto-géométriques des couches minces obtenues : Calcul d'indice, d'épaisseur et de dispersion. De plus nous avons effectué une comparaison de la biréfringence pour les couches hybrides et minérales.

L'essentiel de notre travail porte sur l'étude des propriétés géométriques et optiques des guides d'onde sol-gel hybride. Ceci pour montrer que la réalisation de ces nouveaux guides est possible et qu'elle conduit à l'élaboration de couches minces guidantes de bonne qualité.

Un volet de ce travail est consacré à l'étude des contraintes de matériau sol-gel hybride et à la comparaison avec les matériaux sol-gel minéral.

Deux dispositifs expérimentaux sont adaptés à ce type de mesure. Il s'agit d'une part, d'un banc de spectroscopie M-lines avec le programme de traitement associé. Ainsi, à partir de la mesure d'indices effectifs, peuvent être déterminés l'indice du film guidant, l'épaisseur et la biréfringence de mode. D'autre part, il existe un banc pour la mesure de la rotation faraday nécessaire pour réaliser le guidage non réciproque

Le développement des moyens, que nous venons de citer, a permis d'avoir une connaissance précise des couches étudiées. Leur qualité optique est confirmée par des traits noirs et fins correspondants aux modes couplés. L'indice qu'elles présentent évolue dans la gamme 1.51-1.58 en fonction du taux de TiO_2 ou ZrO_2 dans la solution de précurseurs.

Les résultats expérimentaux les plus marquants résident dans l'importante amplitude du rendement de conversion. Par comparaison aux travaux antérieurs menés sur une matrice $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ dopée par des nanoparticules de Maghémite, nous pouvons constater une augmentation significative des potentialités magnéto-optiques de ces couches minces dopées. En procédant aux modifications suivantes:

- Le remplacement de la matrice minérale SiO₂/TiO₂ par la matrice hybride SiO₂/ZrO₂ afin de réduire la biréfringence de mode ΔN d'un ordre de grandeur.
- L'application du champ de gélification perpendiculaire qui permet de réduire la biréfringence de mode ΔN d'un ordre de grandeur.
- Le dopage de la nouvelle matrice à l'aide des nanoparticules de ferrite de Cobalt au lieu de celles de Maghémite qui permet d'augmenter la rotation Faraday spécifique du matériau d'une valeur de 30 °/cm vers une valeur de 250 °/cm.

Les résultats obtenus par simulation sont cohérents avec les travaux de la littérature , de plus il est possible de réaliser des guides d'onde en arête mono mode à biréfringence nulle. Nous avons optimisé les dimensions des guides d'onde rectangulaire, planaire et rib magnéto optiques pour obtenir une valeur de biréfringence nulle des deux modes de propagation dans une couche guidante. Cette condition est nécessaire dans un dispositif magnéto optique en couche mince et il existe également une valeur de la largeur du guide pour laquelle la biréfringence peut s'annuler. Cette structure supporte des modes assez confinés et donc de faibles pertes. Ce composant peut être exploité pour la réalisation d'isolateurs ou de modulateurs optiques performants.

Nous précisons que ce travail s'inscrit dans la suite des travaux déjà réalisés au laboratoire DIOM (université de St-Etienne). En perspective il a été suggéré de doper les couches avec des nanoparticules de ferrite de cobalt avec dépôt sous champ magnétique. Il sera également incontournable de procéder au bon choix des paramètres géométriques pour l'obtention de l'accord de phase et l'optimisation de la conversion des modes.

Bibliographie

- [1] Azzedine BOUDRIOUA. « Optique intégrée théorie et application ». Lavoisier, 2006.
- [2] F. Royer, D. Jamon, J.J. Rousseau, H. Roux, D. Zins, V. Cabuil, «Magneto-optical nanoparticle-doped silica–titania planar waveguides», *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005) 011107.
- [3] M. Lohmeyer, N. Bahlman, O. Zhuromsky, H. Dotsch, P.Hertel, Phase-matched rectangular magneto-optic waveguides for applications in integrated optics isolators: numerical assessment, *Opt. Comm.*, 158 : 189-200, 1998.
- [4] T. Izuhara, J. Fujita, M. Levy, R.M. Osgood, Integration of magneto-optical waveguides onto a III–V semiconductor surface, *IEEE Photonics Technol. Lett.* 14 (2) (2002) 167–169.
- [5] F. ROYER « Etude et application des effets magnétooptiques dans des couches minces sol–gel dopées a` l'aide de nanoparticules magnétiques », Thèse Pour Obtenir le Grade de Docteur de L'INPG, France, 2004.
- [6] T. BOUDIAR « Contribution au développement de composants passifs magnétiques pour l'électronique hyperfréquence », Thèse de doctorat, Université de Saint-Étienne, 2000.
- [7] Fadi.Chouikani « Étude des potentialités de couches minces sol-gel dopées par des nanoparticules magnétiques pour la réalisation de composants magnéto-optiques intégrés », Thèse de doctorat, Université de Saint-Étienne, 2008
- [8] D. Jamon. Etude et application des anisotropies optiques de gels de silice dopés par des nanoparticules magnétiques. Thèse de doctorat, Université Jean Monnet, St-étienne, 2000.
- [9] L. Pavesi G. Guillot. « Optical Interconnects The Silicon Approach ». Springer, 2006
- [10] VAN DE VELD K "Extending the effective index method for arbitrarily shaped inhomogeneous optical waveguides" *journal of lightwave technology*, 1988, Vol.6, n°6, pp.1153-1159.
- [11] P.K. Tien, R.J. Martin, R. Wolfe, R.C. Le Craw, et S.L. Blank. *Appl. Phys. Lett.*, 21(8), p. 394, 1972.
- [12] M. Monerie, A. Leclert, P. Anizan, G. Moisan, et P. Auvray. *Optics Comm.*, 19(1), p. 143, 1976.
- [13] K. Ando, N. Takeda, N. Koshizuka, et T. Okuda. *J. Appl. Phys.*, 57(4), p. 1277, 1985.
- [14] H. Dammann, E. Pross, G. Rabe, W. Tolksdorf, M. Zinke. *Appl. Phys. Lett*, vol 49, p. 1755, 1986.

- [15] J.P. Castera, G. Hepner. *IEEE Trans. Mag*, MAG-13, p. 1583, 1977.
- [16] N. Sugimoto, H. Terui, A. Tate, Y. Katoe, Y. Yamada, A. Sugita, A. Shibukawa, et Y. Inoue. *IEEE J. Light. Techn.*, 14(11), p. 2537, 1996.
- [17] J. Fujita, M. Levy, R.U. Ahmed, R.M. Osgood, M. Randles, C. Gutierrez, et R. Villareal. *Appl. Phys. Lett.*, 75(7), p. 998-1000, 1999.
- [18] A.F. Popkov, M. Fehndrich, M. Lohmeyer, et H. Dotsch. *Appl. Phys. Lett.*, 72(20), p. 2508-2510, 1998.
- [19] J. Fujita, M. Levy, R.M. Osgood, L. Wilkens, et H. Dotsch. *Appl. Phys. Lett.*, 76(16), p. 2158-2160, 2000.
- [20] N. Bahlmann, M. Lohmeyer, H. Dotsch, et P. Hertel. *Elec. Lett.*, 34(22), p. 2122, 1998.
- [21] J. Fujita, M. Levy, R.M. Osgood, L. Wilkens, et H. Dotsch. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, 12 (11), p. 1510, 2000.
- [22] S. RABASTE « Microcavités optiques élaborées par voie sol-gel : applications aux ions terre rare d'Eu³⁺ et aux nanocristaux semiconducteurs de CdSe », Thèse de doctorat, Université de CLAUDE BERNARD - LYON 1, 2003.
- [23] F.J.M. Haussonne. Les matériaux sol-gels et organométalliques pour couches minces. Editions Septima, Paris, 1993.
- [24] M. Fallet. Couches minces de TiO₂-SiO₂ élaborées par procédés sol-gel : rôle du dopant (Fe, Co, Sn) et du traitement thermique. Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2002.
- [24] A.C. Pierre. Introduction aux procédés sol-gel. Editions Septima, Paris, 1992.
- [25] S. Rabaste, J. Bellessa, A. Brioude, C. Bovier, J.C. Plenet, R. Brenier, O. Marty, J. Mugnier, et J. Dumas. *Thin Solid Films*, 416 : 242_247, 2002.
- [26] J. Bellessa, S. Rabaste, J.C. Plenet, J. Dumas, J. Mugnier, et O. Marty. *Appl. Phys. Lett.*, 79(14) : 2142_2144, 2001.
- [27] P.K. Tien. *Appl. Opt*, vol 10, p. 2395, 1971.
- [28] P.K. Tien, R. Ulrich, R.J. Martin. *Appl. Phys. Lett*, vol 14, p. 291, 1969.
- [29] D. Sarid. *Appl. Opt*, vol 18, p. 2921, 1979.
- [30] E. Pelletier, F. Flory, Y. Hu. *Appl. Opt*, vol 28, p. 2918, 1989.
- [31] M. Faraday. *Phil. Mag.*, 28, 294, (1846) et *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1, (1846).
- [32] J. Bornarel. *Magnétisme*, vol 1, ed 1999.
- [33] H. Sohlström. « *Fibre optic magnetic field sensors utilizing Iron Garnet Materials* », Thèse de doctorat, Royal Institute of Technology, Stockholm, 1993.
- [34] F. Donatin, S. Neveu, J. Monin. *J. Magn. Magn. Mater*, vol. 162, p. 69, 1996.

- [35] A. Angot. « *Compléments de mathématiques* », Editions de la revue d'optique, 1965.
- [36] FIMMWAVE Program, Photon Design Product.
- [37] www.photond.com
- [38] A.Sv. Sudbo, Film mode matching: a versatile numerical method for vector mode field calculations in dielectric waveguides, *Pure Appl.Opt.* 2 (1993) 211–233.
- [39] A.Sv. Sudbo, Improved formulation of the film mode matching for mode field calculations in dielectric waveguides, *Pure Appl. Opt.* 3 (1994) 381–388.
- [40] A.Sv. Sudbo, Numerically stable formulation of the transverse resonance method for vector mode field calculations in dielectric waveguides, *Photonics Technol. Lett.* 5 (3) (1993) 342–344.
- [41] S.LARDENOIS « Distribution optique de signal d'horlogz dans les circuits CMOS sur substrat silicium-sur-isolant », Thèse de doctorat, Université Paris XI ;Orsay, 2004
- [42] Benjamin Dumont ‘ ‘ Intégration de micro-guides d'ondes insensible à la polarisation sur substrat SOI ‘ ‘ INSA de Rennes Département Génie physique Micro-Optoélectronique, France (2001)
- [43] L. Vivien, S. Laval, B. Dumont, S. Lardenois, A. Koster, E. Cassan, Polarization-independent single-mode rib waveguides on silicon-on insulator for telecommunication wavelengths, *Opt. Commun.* 210 (2002) 43–49.
- [44] S.P. Chan, V.M.N. Passaro, G.T. Reed, Single mode and polarization free conditions for small silicon-on-insulator, *Electron. Lett.* 41 (9) (2005).
- [45] S.P. Chan, C.E. Png, S.T. Lim, G.T. Reed, V.M.N. Passaro, Single mode and polarization-independent silicon-on-insulator waveguides with small cross section, *J. Lightwave Technol.* 23 (6) (2005).
- [46] R.A. Soref, J. Schmidtchen, K. Petermann, “Large single-mode rib waveguides in Ge-Si and Si-on-SiO₂,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 27, No. 5 August 1991, pp. 1971-1974 .
- [47] S. P. Pogossian, L. Vescan, and A. Vonsovici, “The single-mode condition for semiconductor rib waveguides with large crosssection”, *Journal of light wave Technology*, Vol. 16, No. 10, October 1998, pp. 1851-1853.
- [48] A.Hocini, T.Boumaza, M. R. Lebbal, M. Bouchemat, F.Hobar, A.Benghalia, J.J Rousseau, F. Royer. " Study of Magneto optic Waveguide SiO₂/TiO₂ Thin Film Doped with Y-Fe₂O₃ " *Algerian Journal of Advanced Materials*, 3(2006)135-138.
- [49] A.HOCINI, T. BOUMAZA, M.R.LEBBAL, BOUCHEMAT, F.HOBAR, A.BENGHALI, M. J.J.ROUSSEAU" Guide d'onde magnéto-optique très biréfringent en

couche mince SiO₂/TiO₂ " 4èmes Congrès international en sciences et génie des matériaux, Tlemcen ,02-04 Mai 2006

[50] A.HOCINI, T. BOUMAZA, M.R.LEBBAL, BOUCHEMAT, J.J.ROUSSEAU. " Mode Conversion between the TE and TM Guided modes in SiO₂/TiO₂ Thin Film Doped with Y-Fe₂O₃. " Information & Communication Technologies International Symposium 3 -6 avril 2007 Fez – Morocco

[51] A.HOCINI, T. BOUMAZA, M.R.LEBBAL, BOUCHEMAT, F.HOBAR, A.BENGHALI, M. J.J.ROUSSEAU. " Phase matching in single mode rectangular magneto-optic waveguides. " Information & Communication Technologies International Symposium 3 -6 June 2005 Tetuan – Morocco

[52] A.HOCINI, T. BOUCHEMAT, F.FARES, F.HOBAR, A.BENGHALI, M. BOUCHEMAT, J.J.ROUSSEAU. " optimisation des dimensions d'un guide d'onde magnéto-optique " 3emel Congrès International en Science & Génie des Matériaux 24,25 et 26 Mai 2004 à Jijel.

[53] A. Hocini, T. Boumaza, M. Bouchemat , F.Royer,D.Jamon J.J. Rosseau. " Birefringence in magneto-optical rib waveguides made by SiO₂/TiO₂ doped with Y-Fe₂O₃" Microelectronics Journal 39 (2008) 99–102.

[54] N.Bahlman, M. Lohmeyer, H. Dotsch, et P. Hertel, Elec. Lett., 34(22):2122,1998.

[55] Powell, "Single-mode condition for silicon rib waveguides", Journal of Lightwave Technology, Vol. 20, No. 10, October 2002, pp. 1851 - 1855

[56] J. Lousteau, D. Furniss, A. B. Seddon, T. M. Benson, A. Vukovic, and P. Sewell, 'The single-mode condition for silicon-on-insulator optical

rib waveguides with large cross section,' J. Lightwave Technol., 22, pp.1923-1929, 2004.

[57] U. Fischer, T. Zinke, J.R. Kropp, F. Arndt, K. Petermann, IEEE Photon. Technol. Lett. 8 (1996) 647.

Birefringence in magneto-optical rib waveguides made by SiO₂/TiO₂ doped with γ -Fe₂O₃

A. Hocini^{a,b,*}, T. Boumaza^b, M. Bouchemat^b, F. Royer^c, D. Jamon^c, J.J. Rousseau^c

^aDépartement d'Electronique, Faculté des Sciences et des Sciences de l'Ingénieur, Université Med Boudiaf M'sila, Algeria

^bLaboratoire Micro Systèmes et Instrumentation, Département d'Electronique, Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université Mentouri Constantine, Algeria

^cLaboratoire Dispositifs et Instrumentation en Optoélectronique et Micro-ondes—EA 3523, Université Jean Monnet,

21 Rue Paul Michelin, 42023 St Etienne Cedex 2, France

Received 2 June 2007; accepted 18 September 2007

Available online 29 October 2007

Abstract

Magneto-optic waveguides are the basic elements for nonreciprocal integrated optics; the phase matching between the fundamental TE and TM modes is an essential condition in magneto-optic waveguides. This condition can be satisfied with selected geometries planar or rib waveguides. We simulated the performance of such devices and determined the waveguide dimensions (height, width, and etching depth) that would allow the same propagation constants for both polarizations TE and TM.

© 2007 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Keywords: Integrated optics; Magneto-optic waveguides; Rib waveguides; Birefringence; Phase matching

1. Introduction

As the demand for high-speed communication systems increases, optical network components have to be implemented on optoelectronic or photonic integrated circuits [1].

The solution to this capacity problem is found in the introduction of all-optical networks based on integrated optic devices. For the commercialization of such integrated optical devices, a number of strong requirements have to be fulfilled: low insertion loss, efficient fiber-to-chip coupling, polarization-independent operation, high integration density, the accessibility of reliable and low-cost fabrication technologies [1–3].

Among the optical network components, there are optical waveguide isolators which are very important in optical network systems. Isolators are used in the high-speed fiber transmission systems to stabilize the laser diodes by protecting them from unwanted light reflections running back on the line. The operation of the waveguide

isolator is based on the Faraday effect exhibited by the magneto-optic materials. In the present optical networks, oxide crystals of yttrium iron garnet (YIG) such as Y₃Fe₅O₁₂ and (GdBi)₃Fe₅O₁₂ are used as magneto-optical materials for the optical bulk isolators [3].

Waveguide optical isolators based on these oxide films have been already reported [3–6]. However, integration of the isolator is a difficult task. Garnet-made isolators have not been monolithically integrated with semiconductor optoelectronic devices, because these oxide crystals cannot be grown on semiconductor substrates. Several methods of integrating magneto-optical waveguide devices with semiconductor optoelectronics devices have been proposed. A direct bonding of garnet films was proposed onto InP substrate [6] and onto GaAs substrate [3,7,8].

Recently, bulk composite materials such as magnetic nanoparticles embedded in a silica gel were investigated as promising candidates for magneto-optic applications [1,9]. They combine the magneto-optical properties of the nanoparticles with the low refractive index and good transparency of the silica matrix [9]. With regards to the magnetic particles, they present two major properties. The first is their magneto-optical activity which results as the nonreciprocal Faraday rotation of polarized light,

*Corresponding author. Département d'Electronique, Faculté des Sciences et des Sciences de l'Ingénieur, Université Med Boudiaf M'sila, Algeria. Tel.: +213 72782329; fax: +213 35551549.

E-mail address: hocini74@yahoo.fr (A. Hocini).

when they are submitted to a longitudinal magnetic field [1]. The second, linked to their body constitution, is their intrinsic linear anisotropy whose axis may be oriented by a magnetic field [1]. Monolithic structures of nanoparticle doped silica matrix are obtained using a sol-gel process [10]. Before gelation, maghemite nanoparticles $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ dispersed as a magnetic fluid [10] are added into the solution leading to a uniform collection of particles trapped in the silica matrix. By application of a magnetic field during the gelation, the optical axis of the particles is oriented in a preferential direction and the medium is optically uniaxial. After the gelation, the particles are locked and the linear anisotropy remains permanent [10]. Furthermore, Faraday rotation is induced on such monolithic samples by application of a longitudinal magnetic field [9].

In this paper we take advantage of these two properties to develop a magneto-optical glass planar waveguide. The permanent anisotropy and the magneto-induced Faraday rotation should allow the decrease of the planar waveguide modal birefringence and create a mode conversion TE–TM.

The mode conversion efficiency R induced by the Faraday effect is expressed as

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

θ_F (°/cm) is the specific Faraday rotation of the material constituting the waveguide, and $\Delta\beta$ (°/cm) is the phase mismatch between TE and TM modes ($\Delta\beta = 2\pi\Delta N/\lambda$, ΔN is the modal birefringence) [1].

Of the various ways of obtaining phase matching in rib waveguides, we adopted the method of controlling the dimensions (height, width and etching depth) and it is known that the etching depth D is the more critical parameter for the fabrication of such waveguides [11].

Controlling the etching parameter r is known to minimize the modal birefringence between TE and TM modes

$$\Delta\beta = \beta_{\text{TM}} - \beta_{\text{TE}} = \frac{2\pi}{\lambda}(N_{\text{TE}} - N_{\text{TM}}) \approx 0. \quad (2)$$

2. Waveguide design

The device design has been carried out with vectorial 3D-mode solver FIMMWAVE (Photon Design) [12] and the device is shown schematically in Fig. 1.

In Fig. 1, W is the rib width, H is the inner rib height, r is the fractional height of the side regions compared to the rib center (the outer–inner ratio). For a better understanding, we will also consider the etching depth $D = H(1-r)$ which directly gives the edge height of the rib waveguide. In the published studies, waveguides modal birefringence between TE and TM modes exists, which is strongly related to waveguide geometry.

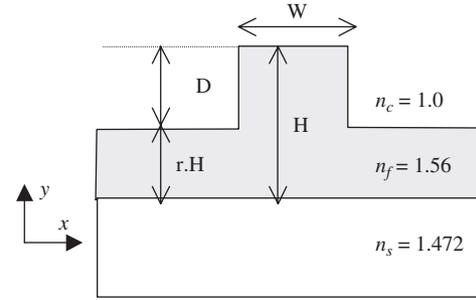


Fig. 1. Schematic representation of a rib waveguide. Structural parameters are the height H and the width W and refractive index n_s , n_f . x and y denote the cross-section coordinate axes, with the y -direction parallel to the substrate surface. Usual light beam propagation is along O_z .

We chose waveguide optical parameters corresponding to $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ film doped with $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ waveguides at a wavelength of 633 nm. The index that they present moves in the range 1.52–1.61 according to the temperature of annealing which is regulated from 100 to 600 °C [13].

In magneto-optic waveguides, an anisotropy is created resulting in a difference of refractive index. Moreover, as it can be seen from the equations of TE–TM propagation constant reported below, β_{TE} is linked to n_y (Eq. (3)), whereas β_{TM} is linked to n_x (Eq. (4)). n_x being superior to n_y , β_{TM} is increased compared to β_{TE} and the phase mismatch $\Delta\beta$ is reduced. In the opposite situation when n_y is superior to n_x , β_{TE} is increased and the phase mismatch increases [13]:

$$w\sqrt{k^2n_x^2 - \beta_{\text{TE}}^2} - \arctan\left[\sqrt{\frac{\beta_{\text{TE}}^2 - k^2n_a^2}{k^2n_x^2 - \beta_{\text{TE}}^2}}\right] - \arctan\left[\sqrt{\frac{\beta_{\text{TE}}^2 - k^2n_s^2}{k^2n_x^2 - \beta_{\text{TE}}^2}}\right] = m\pi, \quad (3)$$

$$w\frac{n_z}{n_x}\sqrt{k^2n_y^2 - \beta_{\text{TM}}^2} - \arctan\left[\frac{n_zn_y}{n_a^2n_z}\sqrt{\frac{\beta_{\text{TM}}^2 - k^2n_a^2}{k^2n_y^2 - \beta_{\text{TM}}^2}}\right] - \arctan\left[\frac{n_zn_y}{n_s^2n_z}\sqrt{\frac{\beta_{\text{TM}}^2 - k^2n_s^2}{k^2n_y^2 - \beta_{\text{TM}}^2}}\right] = m\pi. \quad (4)$$

3. Numerical simulations

A program based on the film mode matching (FMM) method by Sudbo [12,14–16] has been used to study the influence of the geometrical parameters for the waveguide described above. The waveguide cross-section is considered as a sandwich of slices. Each slice corresponds to a planar multi-layer structure (Fig. 1). The FMM method involves finding the TE and TM modes of the planar waveguide in each slice, collecting the modes that have the same modal wavevector component in the propagation direction, and

matching field distributions at the slice boundaries by adjusting the modal amplitudes in each layered structure.

For very simple waveguide geometries like rectangular guides or symmetric ribs, the method is known to produce accurate mode field distributions with very small computational effort. The method lives up to its promises when generalized to more practical geometries [11].

All the modes propagating in the rib waveguide are calculated for both TE and TM polarizations and the corresponding effective index (n_{eff}) and propagation constant β are determined.

The waveguide phase matching $\Delta\beta$ is the difference of the propagation constant for each polarization defined as

$$\Delta\beta = \beta_{TM} - \beta_{TE} \approx 0.$$

4. Influence of geometrical parameters

This section presents the influence of each parameter of the rib waveguide geometry (height, width and etching depth) on polarization dependence.

The degree of the influence of the waveguide width and the etch depth on waveguide birefringence for given rib height is demonstrated by further simulation here.

At first, the rib waveguide height parameter is fixed and we used $H = 1.5, 2$ and $2.5 \mu\text{m}$. We evaluated the effective indexes of the fundamental TE and TM polarizations as the etch depth D and waveguide width W were varied at $\lambda = 633 \text{ nm}$.

We can produce a graph of the variation of the TE–TM fundamental mode effective-index difference ($\Delta N = N_{TE} - N_{TM}$).

The variation of the TE–TM fundamental mode effective-index difference, a function of W , is shown in Figs. 2–4. Each graph is shown for a different waveguide height (1.5, 2 and $2.5 \mu\text{m}$) and by using appropriate etch depth for each waveguide height (for $H = 1.5 \mu\text{m}$ the D parameter is varied from 0.86 to $0.90 \mu\text{m}$, for $H = 2 \mu\text{m}$ D varied from 1.1 to $1.3 \mu\text{m}$ and for $H = 2.5 \mu\text{m}$ D is varied from 1.4 to $1.55 \mu\text{m}$) (Figs. 2–4).

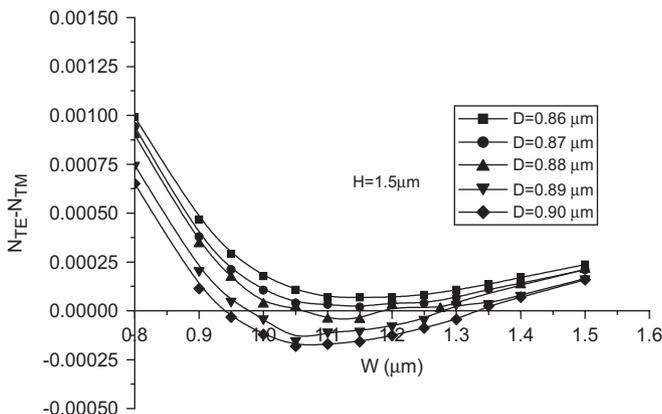


Fig. 2. Effective-index difference calculation between quasi-TE and quasi-TM polarized modes using FMM [12], for waveguide height $1.5 \mu\text{m}$.

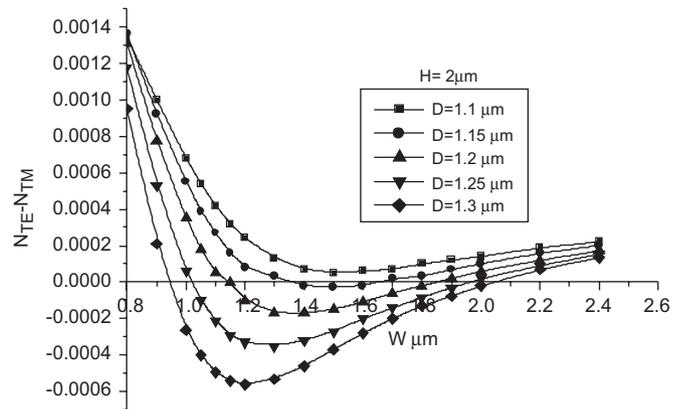


Fig. 3. Effective-index difference calculation between quasi-TE and quasi-TM polarized modes using FMM [12], for waveguide height $2 \mu\text{m}$.

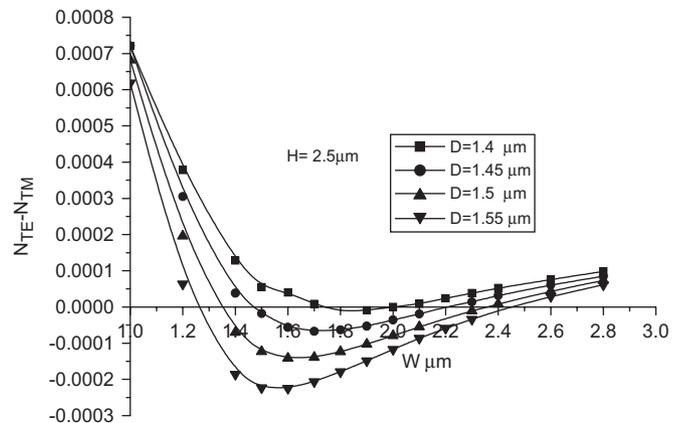


Fig. 4. Effective-index difference calculation between quasi-TE and quasi-TM polarized modes using FMM [12], for waveguide height $2.50 \mu\text{m}$.

The curves cross the zero-birefringence axis when the effective indexes of both polarization modes are the same, which indicates that it is possible to produce birefringence free waveguides for some of the geometries and dimensions when a deeper etch depth is employed [17,18].

The gradual increase of the etch depth is also used in the simulations to show the influence of etch depth on the modal birefringence because the TE mode is well confined under the rib region. However, at smaller rib widths, the etch depth has a large influence on birefringence. For the very small waveguide width, most of the mode power will be confined under the slab region, and as a result, the TE effective indexes become higher than those of TM modes. As the width is increased gradually the effective index of the TM mode becomes similar to that of TE mode, and then the effective-index difference can become negative. When the waveguide width becomes very large, the TE-mode effective-index dominates as most power is confined under the rib region.

All the data points which cross the zero-birefringence axis are used to study the influence of the waveguide width on the etching depth corresponding to $\Delta N = 0$ for the rib waveguide height parameters of 1, 1.5, 2 and $2.5 \mu\text{m}$.

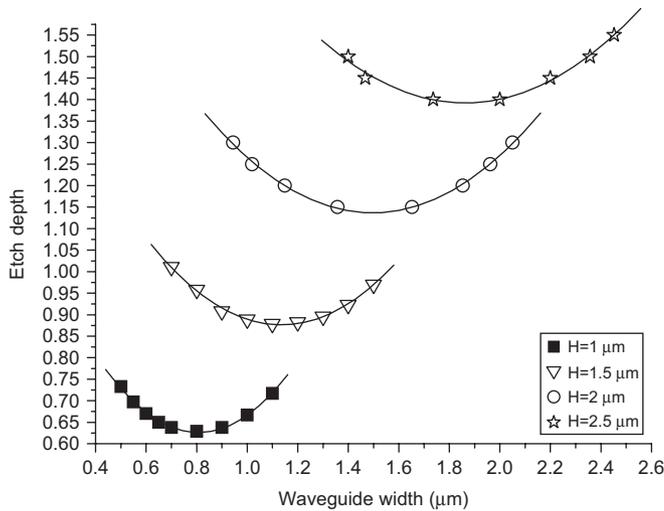


Fig. 5. Etch-depth influence on waveguide width in the structure to support zero-birefringence for waveguide heights 1.00, 1.5, 1.50 and 2.50 μm .

The variation of the etching depth is shown in Fig. 5 at $\lambda = 633 \text{ nm}$ and the calculated points are fitted by polynomial of degree 2. We observe similar trends for all three rib waveguide heights and we also add simulated zero-birefringence data for waveguide height of 1 μm and we note that there is a minimum etch depth D_{\min} for each waveguide designs of 0.819, 1.125, 1.462 and 1.893 μm for $H = 1.00$, 1.50, 2.00 and 2.5 μm , respectively. If we assume the relationship between minimum etch depth and waveguide height is approximately linear, this can be expressed by the following approximate equation after linear regression fitting of simulation data: $D_{\min} = 0.07 \times 10^{-6} + 0.711H$.

5. Conclusion

Investigation of phase matching between the TE and TM guided modes in $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ thin film can be realized with selected geometries rib waveguides. It has been presented using mode solver program, the etching depth, width and height values have been determined to design waveguides which fulfill this condition, for wavelength 0.633 μm .

In the rib waveguide, it has been shown that the phase matching is valid either for deeply etched waveguides or in small deep etched waveguides. An additional benefit of this approach is that it is compatible with standard micro-fabrication techniques, facilitating their incorporation into integrated optical systems.

In future works, the single-mode condition in such structure will be considered.

References

- [1] F. Royer, D. Jamon, J.J. Rousseau, H. Roux, D. Zins, V. Cabuil, Magneto-optical nanoparticle-doped silica-titania planar waveguides, *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005) 011107.
- [2] J. Fujita, R. Gerhardt, L. Eldada, Optoelectronics interconnects, integrated circuits and packaging, in: *Proceedings SPIE*, vol. 4142, SPIE, Bellingham, WA, 2002, pp. 77–85.
- [3] M.C. Debnath, V. Zayets, K. Ando, Enhancement of magneto-optical transverse electric-transverse magnetic mode conversion efficiency of Cd, Mn, Te waveguide by graded-index clad layers, *J. Appl. Phys.* 95 (11) (2004).
- [4] K. Ando, T. Okoshi, N. Koshizuka, Waveguide magneto-optic isolator fabricated by laser annealing, *Appl. Phys. Lett.* 53 (1) (1988) 4–6.
- [5] R. Gerhardt, S. Sure, H. Doetsch, T. Linkewitz, W. Tolksdorf, Optical properties of bismuth and gallium substituted thulium iron garnet films, *Opt. Commun.* 102 (1991) 31.
- [6] T. Shintaku, Integrated optical isolator based on efficient non-reciprocal radiation mode conversion, *Appl. Phys. Lett.* 73 (1998) 1946.
- [7] M.C. Debnath, J.X. Shen, I. Souma, T. Sato, R. Pittini, Y. Oka, Spin-flip rate of excitonic magnetic polarons in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}$ quantum wells, *J. Appl. Phys.* 87 (9) (2000) 6457–6459.
- [8] T. Izuhara, J. Fujita, M. Levy, R.M. Osgood, Integration of magneto-optical waveguides onto a III–V semiconductor surface, *IEEE Photonics Technol. Lett.* 14 (2) (2002) 167–169.
- [9] M.F. Bentivegna, M. Nyvlt, J. Ferre, J.P. Jamet, A. Brun, S. Visnovsky, R. Urban, Magnetically textured $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ nanoparticles in a silica gel matrix: optical and magneto-optical properties, *J. Appl. Phys.* 58 (1999) 2270.
- [10] D. Jamon, S. Robert, F. Donatini, J.J. Rousseau, C. Bovier, H. Roux, J. Serrughetti, V. Cabuil, D. Zins, Optical investigation of $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ nanoparticle-doped silica gel matrix for birefringent components, *IEEE Trans. Magn.* 37 (5) (2001) 3803–3806.
- [11] L. Vivien, S. Laval, B. Dumont, S. Lardenois, A. Koster, E. Cassan, Polarization-independent single-mode ribwaveguides on silicon-on-insulator for telecommunication wavelengths, *Opt. Commun.* 210 (2002) 43–49.
- [12] FIMMWAVE Program, Photon Design Product.
- [13] F. Royer, Etude et application des effets magnétooptiques dans des couches minces sol-gel dopées à l'aide de nanoparticules magnétiques, in: *Thèse Pour Obtenir le Grade de Docteur de L'INPG*, France, 2004.
- [14] A.Sv. Sudbo, Film mode matching: a versatile numerical method for vector mode field calculations in dielectric waveguides, *Pure Appl. Opt.* 2 (1993) 211–233.
- [15] A.Sv. Sudbo, Improved formulation of the film mode matching for mode field calculations in dielectric waveguides, *Pure Appl. Opt.* 3 (1994) 381–388.
- [16] A.Sv. Sudbo, Numerically stable formulation of the transverse resonance method for vector mode field calculations in dielectric waveguides, *Photonics Technol. Lett.* 5 (3) (1993) 342–344.
- [17] S.P. Chan, V.M.N. Passaro, G.T. Reed, Singlemode and polarisation free conditions for small silicon-on-insulator, *Electron. Lett.* 41 (9) (2005).
- [18] S.P. Chan, C.E. Png, S.T. Lim, G.T. Reed, V.M.N. Passaro, Single-mode and polarization-independent silicon-on-insulator waveguides with small cross section, *J. Lightwave Technol.* 23 (6) (2005).

ملخص

إن الدراسات التي درست موجه الموجة البصري المغناطيسي ذو الطبقات الرقيقة تخص خاصة عمليات العزل والتعديل. في كلتا الحالتين نستعمل التزاوج بين نمطي الانتشار البصري العمودي والمغناطيسي العمودي. انه مهم جدا أن يكون ثابتي انتشار النمطين السابقين تساوي بين ثابت انتشار الأنماط البصرية العمودية والمغناطيسية العمودية هي شرط أساسي لتكملة دوران الاستقطاب و بذلك تحقيق عزل مثالي.

في هذا الإطار يدور محور عملنا. أين استعملنا برامج عمليه للتمثيل و تحقيق التساوي بين ثابت انتشار الأنماط البصرية العمودية والمغناطيسية العمودية. هذه البرامج هي برامج FIMMPROP و FIMMWAVE التي سمحت لنا بتمثيل وإيجاد شروط مختلف أبعاد موجه الموجة التي تسمح أن يكون ثابتي انتشار نمطي الانتشار البصري العمودي والمغناطيسي العمودي داخل طبقات رقيقة محضرة على محلول لزج مضاف إليه جزيئات مجهرية متساويين مما يسمح لنا بإنشاء عازل جيد.

من اجل كل هذا في بداية الدراسة قمنا بوضع دراسة شاملة حول موجه الموجة المغناطيسية-البصرية و عاميات علي الموجات التي تنتشر داخل الموجه. أيضا عرفنا ببرامج الدراسة. من جهة أخرى عرفنا بمختلف تقنيات العزل. أيضا المؤثرات و سماحيات تساوي ثابت انتشار الأنماط المغناطيسية-البصرية داخل عازل

بعد ذلك حددنا شروط الحصول علي موجه ذات طابع أحادي الموجه من اجل الأمواج المنتشرة فيه تنتشر بسرعة متساوية. كما قمنا بتحليل نتائج تاتيرات الحقل المغناطيسي عند تثبيت الطبقات الرقيقة المضاف إليها الجزيئات المغناطيسية وذلك علي تساوي سرعات الموجات وهذا يعد وسيلة جديدة لتحقيق تساوي الموجات

أيضا قمنا بتقدير معدل تبادل القوه بدلاله الفرق بين رقم الطبقات الموجهة و الطبقة السفلي وفي الأخير درسنا موجه الموجه الموقف أيننا بينا أننا نستطيع استعماله لتحقيق تساوي سرعه الموجات المغناطيسية-البصرية وتخزين الأنماط التي تنتشر في الطبقة الموجهة وذلك بضبط الحفر علي الطبقة الجانبية الموجهة

Abstract:

The phase matching condition between the TE and TM modes is essential in magneto-optical waveguide, but it remains linked to the properties of layers and the selection of the geometry of the guide which is an important parameter as to optimizing the performance of the component.

The magneto optical Waveguide are part of integrated optics and their method of preparation is an essential key. The Solgel method is a well-known method for making Waveguide low loss. It is used here with two types of matrixes doped with magnetic nano-particles. All the guides produced have been characterized in terms of dimensions, refraction index, measuring Faraday rotation.

By exploiting the software Fimmwave we carried out the simulation operation of a rectangular waveguide, planar and rib waveguide with zero birefringence. The most significant experimental results are those related to the study of modal birefringence. The material sol-gel hybrid has forced quite low compared to the material sol-gel classic. The waveguides are considered particularly effective and promising for new devices in integrated optics.

Key words: magneto optic, wavegui

Résumé

Les nouveaux matériaux magnéto optiques compatibles avec les technologies classiques d'optique intégrée constituent une voie alternative pour pallier les limitations des matériaux massifs. En effet, l'intégration de ces derniers se heurte à des difficultés technologiques importantes, voire l'impossibilité de les déposer sur des substrats en verre ou en pyrex.

Ce travail porte sur l'étude des guides d'ondes magnéto-optiques sol gel pour lesquels la réalisation de l'accord de phase entre les modes TE et TM est une condition essentielle. Cette condition peut être réalisée dans les guides d'ondes en couches minces élaborées par voie sol gel dopées à l'aide de nano particules magnétiques, et déposées sur un substrat en pyrex.

Plusieurs aspects ont été abordés dans cette étude, notamment la caractérisation optique des couches minces en termes de dimensions, de structuration d'indice, et de rotation de Faraday.

Deux types de matrices ont été considérés, à savoir les matrices sol gel hybride et minérale.

Les matrices sol gel hybrides soumises à un champ de gélification perpendiculaire se sont révélées plus performantes, elles présentent de meilleures potentialités magnétiques conduisant à une réduction considérable de la biréfringence de modes.

D'autre part, et en exploitant le logiciel Fimmwave, nous avons procédé à la simulation du fonctionnement de guides d'ondes rectangulaire, planaire et en arête (rib), en tenant compte de la biréfringence dans nos calculs.

Les dimensions de la couche et le confinement des modes ont été optimisés afin de réduire le désaccord de phase et d'assurer le bon fonctionnement du composant. Il est ainsi possible de réaliser des guides d'ondes en arête monomodes.

Ces guides d'ondes sont particulièrement efficaces et prometteurs quant à la réalisation de nouveaux dispositifs en optique intégrée.

Mot-clés : Magnéto optique, guides d'ondes sol gel, biréfringence, accord de phase, caractère mono mode.