

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI - CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N° D'ordre :
Série :

THESE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de DOCTEUR EN SCIENCES

En ELECTRONIQUE

Spécialité : *SYSTEMES MICROELECTRONIQUES ET MATERIAUX*

***REALISATION DE L'ACCORD DE PHASE DE
MODES DANS UN GUIDE D'ONDES
MAGNETOOPTIQUE SOL-GEL***

Présenté par:

LEBBAL MOHAMED REDHA

Soutenu le / / 2008

DEVANT LE JURY:

<u>Président:</u>	Mr. M. H. RIABI	Prof.	Univ.Constantine
<u>Rapporteur :</u>	Mme. T. BOUMAZA	Prof.	Univ.Constantine
<u>Examineurs:</u>	Mme. F. BENABDELAZIZ	Prof.	Univ.Constantine
	Mr. A. MAHDJOUB	Prof.	Univ.Oum El Bouaghi
	Mr. T. FORTAKI	M.C.	Univ. Batna
<u>Invité</u>	Mr. M. BOUCHEMAT	Prof.	Univ.Constantine

Le domaine des télécommunications optiques, s'oriente de plus en plus vers l'exploitation des signaux optiques pour une motivation de haut débit. Actuellement le composant en vogue reste la fibre optique car elle bénéficie d'une large bande passante (quelques dizaines de THz) et confère de ce fait aux télécommunications optiques une position privilégiée. De nombreuses structures (tel que l'isolateur, le réflecteur, le convertisseur...) fonctionnant sur le signal optique ont été développées pour satisfaire la demande en composants optoélectroniques performants [1]. Le principe de fonctionnement de tels composants, qui sont des guides d'ondes magnéto-optiques à la base, est fondé sur une propriété unique de l'interaction onde matière au sein d'un matériau magnéto-optique : la non réciprocity de l'effet Faraday. Cependant, la différence de phase entre les modes guidés constitue un inconvénient majeur en ce qui concerne le bon fonctionnement des composants.

Elle peut limiter drastiquement le taux maximum de conversion et détériorer l'isolation en ce qui concerne l'isolateur. Le challenge est de concevoir des guides d'ondes avec un désaccord de phase entre les modes aussi faible que possible et d'assurer le caractère mono-mode du guide pour supprimer toutes dispersions modales.

Pour cela les travaux de nombreux auteurs ont consisté à minimiser le désaccord de phase et maximiser le rendement de conversion, nous citerons :

- 1- L'utilisation d'un matériau anisotrope dans la structure.
- 2- L'utilisation de l'effet Cotton-Mouton qui induit une anisotropie dans la couche magnétique [2]
- 3- L'utilisation d'une couche métallique, séparée de la couche guidante par une couche tampon [3 , 4].
- 4- La modulation spatiale du couplage [5, 6].
- 5- L'utilisation de grenats à forte rotation de Faraday.

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. Par exemple, une équipe japonaise a récemment mis au point un matériau semi-conducteur présentant un magnétisme ((dilué)), capable de produire des effets magnéto-optiques d'amplitude comparable à celle du YIG[7]. Peu de travaux sont, par contre, consacrés à l'élaboration de matériaux compatibles avec les substrats de verre.

D'autre part la réalisation de matériaux composites à base de nanocristaux au sein d'une matrice a fait l'objet de nombreuses recherches car leurs propriétés peuvent différer de celles du matériau massif YIG. Dans ce cadre, l'équipe Optoélectronique du laboratoire DIOM s'est orientée, depuis plusieurs années, vers la mise au point d'un nouveau matériau magnéto-optique via un processus sol gel. Ainsi des matrices de silice ont été dopées à l'aide de nano particules magnétique [8]de maghémite par une méthode de sol-gel.

Les travaux ont montré qu'il est possible de créer une biréfringence linéaire permanente par application d'un champ magnétique lors de la phase de gélification. Dans cette idée, le laboratoire s'est donc orientée vers l'ajustement de l'anisotropie magnéto-induite[9] et l'épaisseur de la couche guidante pour étudier l'accord de phase.

De plus, et par ce que l'accord de phase est étroitement lié au rapport de transfert de la puissance entre deux modes, nous avons donc démarré de cette propriété pour concevoir un convertisseur de modes. On a également étudié l'accord de phase dans un guide d'onde en arête afin d'assurer un excellent confinement aux modes qui se propagent dans le film guidant.

Dans notre étude, et comme le calcul précis et exact des modes guidés demeure toujours un sujet très captivant pour la simulation numérique des dispositifs d'optiques intégrés, l'exploitation d'outils de simulation développés tel que les deux logiciels FIMMWAVE et FIMMPROP a permis de calculer les constantes de propagation des différents modes ainsi que la longueur de conversion entre les modes TE et TM. Nous avons de ce fait visualisé chaque composante des champs électrique et magnétique dans le guide. Le logiciel FIMMPROP calcule efficacement la solution pour tous les profils simultanément. Par exemple on obtiendra la réponse des modes TE et de TM en même temps. Ce mémoire est donc voué à l'étude de l'accord de phase dans un guide d'ondes magnéto-optique sol-gel .

Le travail a été mené dans le cadre d'une thèse de doctorat en sciences du laboratoire systèmes microélectroniques et matériaux département d'électronique université de Constantine en collaboration du laboratoire Dispositifs et Instrumentation en Optoélectronique et Micro-Ondes de Saint Etienne France.

Notre travail s'organise en quatre chapitres. s'articule autour de quatre chapitres et consiste à étudier quelques méthodes permettant d'obtenir l'accord de phase :

- Le premier chapitre a pour objectif de présenter les guides d'onde magnéto-optiques, au sein desquels l'effet des interactions magnéto-optiques aura lieu sont détaillés avant d'aborder l'effet non réciproque illustré dans notre cas par la conversion de mode TE-TM. Nous nous attachons, ensuite, à présenter le logiciel de simulation.
- Le deuxième chapitre est constitué de trois parties principales. Dans la première partie, nous abordons les différentes techniques d'isolation. Ensuite, la deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la description des différentes perturbations et les tolérances d'accord de phase dans un isolateur et enfin à la troisième partie nous présentons quelques autres simulations.
- Au cours du troisième chapitre, nous menons une étude complète sur l'accord de phase dans une couche mince de SiO₂/TiO₂ dopée par des ferrofluides $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ par les logiciels FIMMWAVE et MATLAB. Nous avons déterminé les conditions d'obtention du caractère monomode pour que les modes TE et TM se propagent à la même vitesse et avec un désaccord de phase minimum. Nous avons également analysé l'effet de l'application d'un champ magnétique pendant la gélification des couches minces de sol-gel dopé par des nanoparticules $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (guide anisotrope) sur l'accord de phase. D'autre part une étude complète de l'influence de la longueur d'onde sur l'accord de phase et le caractère mono-mode du guide. Nous terminons ce chapitre par une comparaison entre le dépôt sur un substrat de pyrex et en verre qui nous permet de fixer les meilleures conditions pour avoir l'accord de phase.
- Dans le quatrième chapitre nous considérons l'accord de phase dans un guide d'onde en arête et les applications tel que le réflecteur et le convertisseur des modes dont le fonctionnement repose sur la conversion de modes, nous calculons dans ce cas la longueur de conversion relative à l'accord de phase et le taux d'isolation. Nous terminons ensuite ce chapitre par un bilan des résultats avant de dresser les perspectives pour les travaux à venir.

INTRODUCTION	4
CHAP I : Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation	
I.1 Propagation de la lumière dans un guide d'onde plan	7
I.1.1 Condition nécessaire de propagation	7
I.1.2 Insensibilité à la polarisation	8
I.1.2.1 Différentes polarisations d'une onde électromagnétique	8
I.1.2.2 Notion d'indice effectif et d'indice de groupe	8
I.1.2.3 Biréfringence d'indice effectif et d'indice de groupe	9
I.1.3 Modes TE et TM d'un guide plan	9
I.1.4 Guide optique à deux dimensions	10
I.2 Effets non réciproques	11
I.2.1 Origine physique	11
Rotation Faraday.....	12
Non réciprocity.....	14
I.2.2 Principes d'utilisation	15
I.2.2.1 Conversion de mode	16
I.2.2.2 Propagation non-réciproque	18
Modes TM.....	18
Modes TE.....	19
I.2.3 Isolateur optique	20
I.2.3.1 Nécessité de l'accord de phase	21
I.2.3.2 Différents phénomènes induisant la biréfringence ou le désaccord de phase	22
I.2.3.3 L'accord de phase dans un guide d'onde magnéto-optique par application d'un effort	23
I.3 Présentation du logiciel de simulation FIMMWAVE	26
I.3.1 Méthode de calcul des modes	27
I.3.2 Influences des différents paramètres de calcul numérique	27
I.3.3 Interprétation des simulations effectuées par le logiciel FIMMWAVE	28
I.3.4 Modes Guidant	28
I.3.5 Modes non guidant	29
I.4 Présentation du logiciel de simulation FIMMPROP	30

I.5 Contexte de l'étude et objectif.....	32
I.5.1 Objectifs.....	32
I.6 Conclusion.....	34

CHAP II : *Composants magnéto-optiques tels que les isolateurs et autres applications*

II.1 Techniques d'isolation.....	36
II.1.1 Isolateur en espace libre.....	36
II.1.2 Isolateurs à rotation.....	37
II.1.3 Isolateurs à déphasage.....	38
II.2 Accord de phase.....	40
II.3 Propriétés d'un guide d'ondes magnéto-optique dopé.....	40
II.3.1 Matrice dopée pour la réalisation de la couche guidante.....	40
II.3.2 Distribution en diamètre des nanoparticules utilisées pour doper la couche mince.....	41
II.4 Effets magnéto-optiques.....	43
II.4.1 Présentation.....	43
II.4.2 Effets transversaux.....	44
II.5 Effets influants sur l'accord de phase.....	45
II.5.1 Cœur magnéto-optique.....	45
II.5.2 Anisotropie diagonale.....	46
II.5.3 Absorption.....	46
II.6 Principe de fonctionnement d'un isolateur.....	46
II.7 Tolérances de fabrication.....	47
II.7.1 Paramètres de base.....	47
II.7.2 Longueur du guide d'onde et paramètres magnéto-optique.....	48
II.7.3 Anisotropie.....	49
II.7.4 Exemples des calculs des tolérances.....	50
II.8 Excitation de modes guidés.....	50
II.8.1 Injection par la tranche.....	51
II.8.2 Couplage par réseau.....	51
II.8.3 Couplage par prisme.....	52

II.9 Simulation des résultats par le logiciel FIMMWAVE.....	54
II.9.1 Accord de phase pour différentes valeurs de h et w.....	54
II.9.2 Conversion de la puissance entre TE ₀ et TM ₀ pour différentes valeurs de h et w.....	56
II.9.3 Comparaison entre deux guides d'onde de cœur différent.....	58
II. 10. Guides d'ondes enterrés.....	59
II .11 Conclusion.....	61

CHAP III : L'accord de phase dans une couche mince SiO₂/TiO₂ dopée par γ -Fe₂O₃

III.1 Propriétés des nanoparticules magnétiques.....	63
III.1.1 Ferrofluides.....	63
III.1.2 Matrice de silice monolithique dopée par des nanoparticules.....	64
III.2 Les couches minces en SiO ₂ /TiO ₂	65
III.2.1 Préparation.....	65
III.2.2 Dépôt de couches minces par la technique de trempage (dip-coating).....	66
III.3.2 Substrat utilisé et indice du film guidant.....	67
III.3 Résultats de simulation et discussion.....	68
III.3.1 L'accord de phase dans un guide d'onde rectangulaire pour différentes valeurs de l'épaisseur h.....	68
III.3.2 Influence de la différence d'indice de réfraction entre le film guidant et le substrat sur l'accord de phase.....	70
III.3.3 L'influence du champ magnétique de gélification sur le guide d'onde.....	73
III.3.3.1 Guides d'ondes anisotropes.....	73
Guide d'onde rectangulaire anisotrope.....	74
III.3.3.2 Biréfringence entre les modes TE ₀ et TM ₀ pour un guide d'onde plan.....	76
III.3.4 Anisotropie et épaisseur de la couche mince pour la réalisation de l'accord de phase.....	78
III.3.4.1 Influence du champ de gélification (orientation des nanoparticules) sur l'anisotropie du film et le désaccord de phase.....	80
III.3.4.1.1 Résultats obtenus par la méthode FMM.....	80
III.3.4.2 Champ de gélification et épaisseur de la couche guidante dans un guide d'onde mono-mode planaire.....	82
Cas 1 : $n_x = n_y = n_z$	83
Cas 2 : $n_x \hat{h}(n_y, n_z)$	84

Cas 2.1 : $n_x \hbar(n_y, n_z)$ et $n(\alpha)$	86
Cas 3 : $n_y \hbar(n_x, n_z)$	90
III.3.4.3 Optimisation des performances du guide.....	92
III.3.5 Influence de la longueur d'onde et la nature du substrat sur l'accord de phase.....	93
III.3.5.1 Guide mono-mode avec un substrat du pyrex.....	93
III.3.5.2 Guide mono-mode sur substrat en pyrex et en verre.....	99
III.4 Conclusion.....	105
CHAP IV : <i>L'accord de phase dans un guide en arête, application à un convertisseur</i>	
IV.1 Introduction.....	107
IV.2 L'accord de phase dans un guide d'ondes en arête.....	107
IV.2.1 Influence du paramètre de gravure r sur l'accord de phase.....	109
IV.2.2 Influence de la longueur d'onde sur l'accord de phase.....	111
IV.3 Application à un convertisseur.....	112
IV.3.1 L'accord de phase entre les modes TE ₀ -TE ₁ dans un convertisseur	112
IV.3.2 Paramètres de gravures et taux de conversion de puissance entre deux modes.....	118
Cas 1.....	119
Cas 2.....	121
IV.3.3 Discussion des résultats.....	125
IV.4 Réflecteur.....	126
IV.5 Conclusion.....	130
 Conclusion générale	 132
Bibliographie	136

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

L'obtention d'une propagation non-réciproque de la lumière résulte de l'exploitation des effets magnéto-optiques. Le composant type dont le fonctionnement repose sur un tel effet est l'isolateur optique dont le principe, permet la propagation de la lumière dans le sens direct et l'interdit dans le sens retour. Cette fonctionnalité est très utile pour protéger les composants des réflexions parasites.

Les composants de base pour la réalisation d'un isolateur sont les guides d'ondes. Leur rôle est de confiner et propager la lumière dans un film mince transparent déposé sur un substrat afin de s'affranchir de la diffraction. Il est ainsi possible de faire acheminer sur une distance voulue un faisceau de taille très réduite sans qu'il ne diverge. Pour cela il suffit que la lumière se propage dans un matériau dont l'indice de réfraction est supérieur à celui des milieux environnants. Rappelons que les caractéristiques des composants sont d'autant meilleures que les faisceaux guidés ont une section faible favorisant une interaction efficace avec la perturbation appliquée.

La configuration la plus simple d'un guide d'onde est un empilement de trois couches de matériaux d'indices de réfraction différents : une couche inférieure de substrat d'indice de réfraction n_2 , une couche intermédiaire d'indice n_1 correspondant au film guidant et une couche supérieure de couverture d'indice de réfraction n_3 (figure I.1).

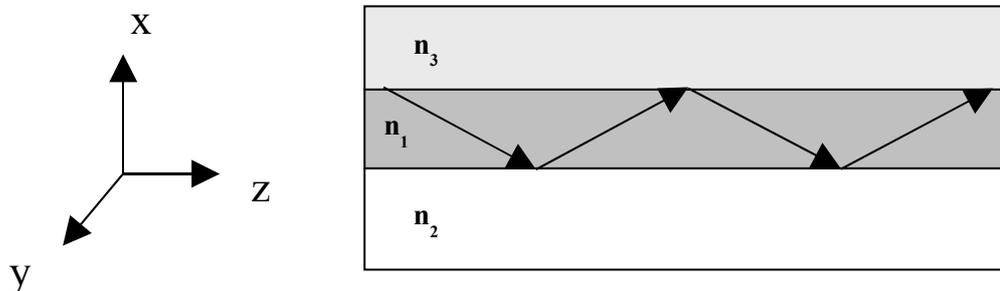


Fig. I.1- Guide d'onde plan

I.1 Propagation de la lumière dans un guide d'onde plan

I.1.1 Condition nécessaire de propagation :

Dans une structure planaire de trois couches superposées d'indices respectifs n_3 , n_1 , et n_2 (cf Fig. I.1), un mode peut être guidé par la couche du milieu n_1 si la double condition de réflexion totale aux interfaces n_1/n_2 , n_1/n_3 donnée par la relation suivante est vérifiée:

$$n_1 \neq n_2, n_3 \quad (I-1)$$

La différence d'indice entre le film et la couche de couverture ou de substrat a une influence directe sur le confinement de l'onde électromagnétique dans le film.

Si le confinement n'est pas assez fort, une partie de l'onde propagée va se retrouver dans le substrat ou dans la couche de couverture et disparaître par absorption.

Il n'y a pas de confinement latéral selon l'axe y . On parle alors d'un guide d'onde plan ou d'un guide d'onde 1D.

Il existe deux types de guides d'onde :

- **Guide d'onde symétrique:** si la couche de couverture et le substrat ont un indice de réfraction identique.
- **Guide d'onde asymétrique :** si la couche de couverture et le substrat ont un indice de réfraction différent.

I.1.2 Insensibilité à la polarisation

I.1.2.1 Différentes polarisations d'une onde électromagnétique

Il existe deux polarisations pour une onde se propageant dans la direction z :

. La polarisation TE (composante du champ E_z nulle) , la seule composante du champ électrique non nulle se situe dans le plan transverse (E_y).

. La polarisation TM si la composante du champ axial H_z est nulle, puisque le champ magnétique a seulement une composante transverse.

I.1.2.2 Notion d'indice effectif et d'indice de groupe.

L'indice effectif n_{eff} représente la valeur de l'indice de réfraction d'un matériau uniforme, pour que les ondes se propagent avec la même vitesse de phase dans le guide. Il décrit le guide en tenant compte des indices des différents matériaux et de la forme du guide pour chaque longueur d'onde et chaque mode de propagation.

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

L'indice de groupe n_G représente l'indice de propagation de la superposition des ondes se propagent dans une impulsion lumineuse, non purement monochromatique, dont les longueurs d'onde sont situées autour d'une longueur d'onde centrale . Il est donné par :

$$n_G = n_{eff} - \lambda \cdot \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} \quad (I-2)$$

Ou λ est la longueur d'onde de fonctionnement.

I.1.2.3 Biréfringence d'indice effectif et d'indice de groupe

S'il y a deux modes TE et TM qui se propagent dans le même guide d'ondes, en général les indices effectifs de ces deux modes sont différents. Cette différence d'indice est appelée biréfringence. Elle peut concerner l'indice de groupe ou l'indice effectif suivant l'indice étudié.

Plus la valeur de la biréfringence est élevée plus les vitesses de propagation de ces modes sont différentes. Il y a alors un étalement temporel de l'impulsion lumineuse avec la distance parcourue par le paquet d'ondes. Il y a donc une limitation du débit d'information car cette modification temporelle du signal peut entraîner une superposition de différentes impulsions et une perte totale de l'information.

I.1.3 Modes TE et TM d'un guide plan.

Pour la structure de la figure.I.1. Le guide d'onde est constitué d'une couche mince d'épaisseur h déposée sur un substrat. Le tout baigne dans l'air. L'indice moyen de la couche mince, $n_1=n_g$, est supérieur à celui du substrat $n_2=n_s$.

Chaque région de cette structure est isotrope. Le tenseur permittivité s'écrit alors dans chaque cas[10] :

$$\epsilon_{g,s} = \begin{pmatrix} \epsilon_{g,s} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{g,s} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{g,s} \end{pmatrix} \quad (I-3)$$

avec $\epsilon_g = n_g^2$ et $\epsilon_s = n_s^2$.

Considérons les invariances du guide selon les direction Oy et Oz, la recherche d'onde électromagnétique (\vec{E}, \vec{H}) se propageant selon Oz doit se faire sous la forme :

$$\vec{E}(x,y,z) = \vec{E}(x) e^{j\beta z} \quad (I-4)$$

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

$$\vec{H}(x,y,z)=\vec{H}(x)e^{j\beta z} \quad (I-5)$$

où β est la constante de propagation de l'onde.

Les équations de dispersion des modes TE-TM [11] :

$$h\sqrt{k^2n_g^2-\beta_{TE}^2}-\arctan\left[\frac{\beta_{TE}^2-k^2n_a^2}{\sqrt{k^2n_g^2-\beta_{TE}^2}}\right]-\arctan\left[\frac{\beta_{TE}^2-k^2n_s^2}{\sqrt{k^2n_g^2-\beta_{TE}^2}}\right]=m\pi \quad (I-6)$$

$$h\sqrt{k^2n_g^2-\beta_{TM}^2}-\arctan\left[\frac{n_g^2}{n_a^2}\frac{\beta_{TM}^2-k^2n_a^2}{\sqrt{k^2n_g^2-\beta_{TM}^2}}\right]-\arctan\left[\frac{n_g^2}{n_s^2}\frac{\beta_{TM}^2-k^2n_s^2}{\sqrt{k^2n_g^2-\beta_{TM}^2}}\right]=m\pi \quad (I-7)$$

m est le numéro du mode et n_a est l'indice de l'air ($n_a=1$), n_s l'indice du substrat et n_g du guide

I.1.4 Guide d'onde optique à deux dimensions

Il y a plusieurs types de guides d'onde mais le principe est toujours le même, la figure.I.2. donne un exemple d'un guide optique à 2 dimensions. Ce dernier permet de construire des composants optiques directifs. La réalisation de telle structure nécessite l'utilisation des techniques de photolithographie pour la construction, où il faut créer une zone d'espace où l'indice de réfraction du matériau sera plus grand que dans le reste du substrat.

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

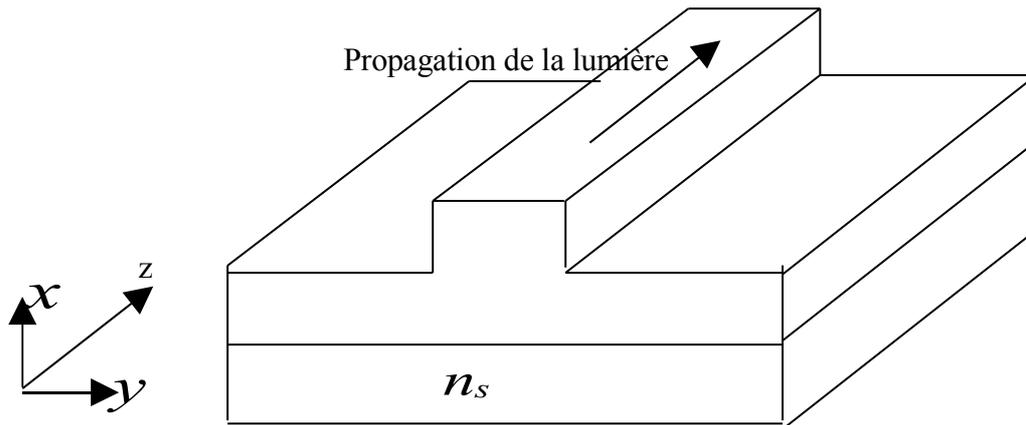


Fig. I.2 – Guide d'onde 2D le plus simple

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

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.

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.2 Effets non réciproques

Une onde lumineuse évolue de manière non réciproque lorsque, sur le même parcours, les caractéristiques de sa propagation dans le sens direct sont différentes de celles du sens retour. Par exemple, pour le cas de l'isolateur présenté dans les paragraphes qui suivent, il y a propagation dans un sens et pas dans l'autre. Pour obtenir un tel effet, il faut avoir un matériau présentant une symétrie axiale, engendrée par la présence d'un champ magnétique ou par une aimantation statique.

I.2.1 Origine physique :

Considérons le mouvement d'un électron au sein d'un atome d'un matériau quelconque soumis à

un champ magnétique statique $\vec{B}=B_0\vec{u}_z$, lorsqu'une onde électromagnétique ($\vec{E}=\vec{E}_0 e^{i(\omega t-kz)}$) s'y propage selon la direction Oz. l'équation du mouvement de l'électron s'écrit[12] :

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -m\omega_0^2 \vec{r} - mF \frac{d\vec{r}}{dt} - eE_0 \vec{u}_x e^{i(\omega t-kz)} - e \frac{d\vec{r}}{dt} \times B_0 \vec{u}_z \quad (\text{I-8})$$

où \vec{r} représente le déplacement de l'électron autour de son noyau et m l'aimantation.

Les forces détaillées dans la deuxième partie de l'équation sont respectivement : la force de rappel exercée par le noyau, de pulsation propre ω_0 , la force d'amortissement subie par l'électron de constante γ , la force électrique due au champ électromagnétique de l'onde et la force de Lorentz due au champ magnétique statique.

La notation complexe permet d'aboutir à la relation :

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

$$\begin{pmatrix} -m\omega^2 r_x \\ -m\omega^2 r_y \\ -m\omega^2 r_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -m\omega_0^2 r_x - jm\Gamma \omega r_x - eE_{0,x} - je\omega r_y B_0 \\ -m\omega_0^2 r_y - jm\Gamma \omega r_y - eE_{0,y} - je\omega r_x B_0 \\ -m\omega_0^2 r_z - jm\Gamma \omega r_z \end{pmatrix} \quad (\text{I-9})$$

Où Γ est un paramètre caractéristique de l'atome.

Cette dernière relation montre que la force de Lorentz crée un lien entre les déplacements r_x et r_y . Ainsi, une oscillation dans une direction, générée par une onde incidente, en crée une autre dans une direction transverse et déphasée de $\pi/2$. Cette dernière oscillation crée alors une polarisation et un champ électromagnétique transverse par rapport à l'onde incidente. C'est l'origine des effets magnéto-optiques [13].

Les déplacements transverse sont alors liés au champ incident de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} r_x \\ r_y \end{pmatrix} = \frac{-e}{m(\Delta^2 - \omega_c^2 \omega^2)} \begin{pmatrix} \Delta E_x - i\omega_c \omega E_y \\ \Delta E_y + i\omega_c \omega E_x \end{pmatrix} = \frac{-e}{m(\Delta^2 - \omega_c^2 \omega^2)} \begin{pmatrix} \Delta & i\omega_c \omega \\ i\omega_c \omega & \Delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (\text{I-10})$$

avec $\Delta = (\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma)$ et $\omega_c = eB_0/m$

La polarisation d'un matériau est liée aux déplacements des électrons par la relation

$$\vec{P} = N(-e)\vec{r} = \chi \vec{E} \quad (N \text{ est la densité électronique et } \chi \text{ la susceptibilité}).$$

La permittivité ϵ diélectrique s'écrit alors :

$$\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi) = \epsilon_0 \left[1 + \frac{Ne^2}{m\Delta^2 \epsilon_0} \begin{pmatrix} \Delta & -i\omega_c \omega \\ i\omega_c \omega & \Delta \end{pmatrix} \right] = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon_2 \\ i\epsilon_2 & \epsilon_1 \end{pmatrix} \quad (\text{I-11})$$

Cette expression montre ainsi, que la présence d'un champ magnétique dans le matériau crée par l'intermédiaire de la force de Lorentz, des termes hors diagonaux dans le tenseur permittivité, proportionnels au champ appliqué.

Rotation Faraday

La résolution des équations de Maxwell, dans un matériau possédant la permittivité représentée par l'équation I-11, montre que seuls deux types d'onde peuvent se propager sans altération :

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

- Les vibrations circulaires droites (vcd) caractérisées par un indice de propagation $v_d = \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2}$

et la relation $E_{dy} = -iE_{dx}$

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

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

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

Lorsque cette polarisation linéaire arrive sur le matériau, les deux polarisation circulaires la composent se propagent à des vitesses différentes. Ainsi au bout d'une longueur l , elles sont déphasées l'une par rapport à l'autre de :

$$\Phi = \frac{2\pi l \text{Re}(v_g - v_d)}{\lambda} \quad (\text{I-12})$$

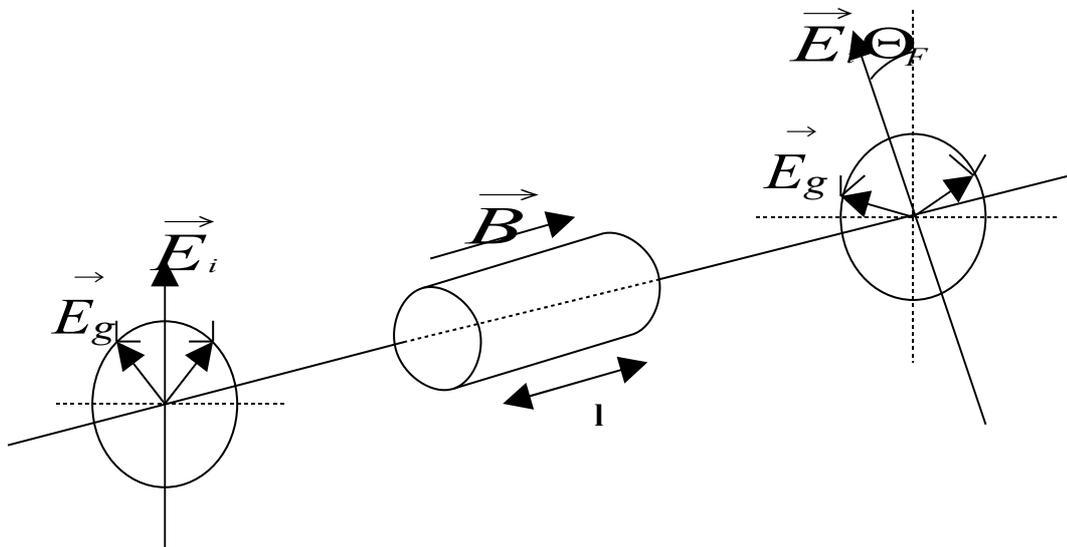


Fig. I.3- Evolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne au cours de la traversée d'un matériau soumis à un champ magnétique.

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

En sortie du matériau , les deux ondes se recombinent pour donner une vibration polarisée rectilignement ayant tournée d'un angle Θ_F par rapport a la direction de l'onde incidente avec

$$\Theta_F = \frac{\Phi}{2} = \frac{\pi l \operatorname{Re}(\sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2})}{\lambda} \cong \frac{\pi l \operatorname{Re}(\varepsilon_2)}{\lambda \sqrt{\varepsilon_1}} \cong \frac{e \omega_p^2 \omega^2}{2 m c n (\omega_0^2 - \omega^2)} B_0 l \quad (\text{I-13})$$

Avec $\omega_p = Ne^2 / m \varepsilon_0$,n est l'indice du matériau ($n = \sqrt{\varepsilon_1}$) et c la vitesse de la lumière.

Cet angle de rotation, appelé rotation de Faraday est donc directement proportionnel au terme hors diagonal ε_2 et donc, dans notre cas simple, au champ magnétique appliqué.

Il est souvent plus utile de noter cette rotation en terme de rotation spécifique par unité de

longueur : $\theta_F = \frac{\Theta_F}{l}$.

Non réciproité

Supposons maintenant, que le champ magnétique soit orienté dans le sens opposé soit :

$\vec{B} = -B_0 \vec{u}_z$. En reprenant le cheminement précédent, on peut montrer que la rotation faraday change de signe et prend la valeur :

$$\Theta_F = - \frac{e \omega_p^2 \omega^2}{2 m c n (\omega_0^2 - \omega^2)} B_0 l$$

(I-14)

cette équation montre clairement que l'orientation du champ magnétique par rapport à la direction de l'onde est importante. Ainsi, une onde rectiligne faisant un aller retour dans le matériau subit une rotation de polarisation égale à $2\Theta_F$ et ne retrouve donc pas son état initial (voir figure I.4). C'est une illustration directe de l'effet non réciproque.

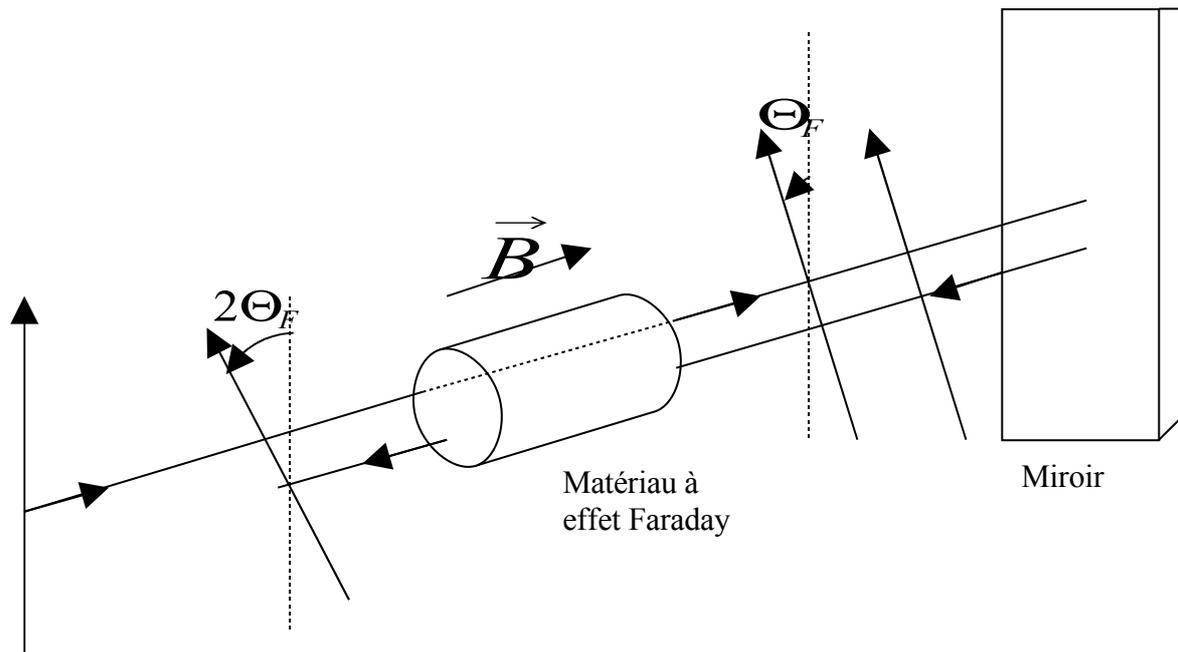


Fig. I.4 - Evolution de l'état de polarisation d'une onde rectiligne lors d'un aller retour au sein d'un matériau soumis à un champ magnétique. Vu l'orientation du champ par rapport à la direction de propagation, les rotations à l'aller et au retour s'ajoutent.

Au travers de cet exemple introductif, nous avons mis en évidence que l'application d'un champ magnétique à un matériau permet de créer un couplage entre les composantes transverses d'un champ électromagnétique s'y propageant. Ce phénomène est à la base des effets magnéto-optiques. Dans le tenseur permittivité, cette activité magnéto-optique se retrouve sous la forme de termes hors diagonaux.

I.2.2 Principes d'utilisation

L'utilisation d'un matériau magnéto-optique pour l'obtention d'effets non réciproques en optique guidée se fait principalement de deux façons :

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

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

I.2.2.1 Conversion de mode

L'application d'un champ longitudinal à la direction de propagation permet d'obtenir un couplage entre les modes TE et TM d'un guide planaire (figure I.5).

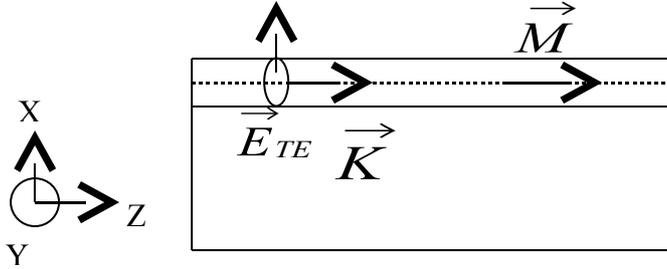


Fig. I.5 - Configuration permettant le couplage de mode TE-TM. L'application d'un champ longitudinal crée une aimantation au sein du guide. Celle-ci est à l'origine du couplage entre les composantes E_y^{TE} et E_x^{TM}

Ce couplage provient des termes hors diagonaux du tenseur permittivité ($\epsilon_{xy} = -i\epsilon_{mo}$). Cependant, les seuls types d'ondes pouvant se propager dans le guide sont les modes propagatifs répondant au critère des équations de propagation I.6 et I.7. il n'est donc pas possible d'utiliser le formalisme de l'espace libre, à savoir la propagation de vibration circulaire droite et gauche. Il faut utiliser la théorie des modes couplés [14]. En notant A_{TE} et A_{TM} , les amplitudes des modes, l'équation des modes couplés s'écrit :

$$\frac{dA_{TE}}{dz} = KA_{TM} \exp(i\Delta\beta z) \quad (I-15)$$

$$\frac{dA_{TM}}{dz} = KA_{TE} \exp(i\Delta\beta z) \quad (I-16)$$

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

$$K = i\epsilon_{mo} \frac{\omega\epsilon_0}{4\sqrt{P_{TE}P_{TM}}} \int_{guide} E_y^{TE} E_x^{TM} dx dy \quad (I-17)$$

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

Où P_{TE} et P_{TM} sont les puissances associées à chaque mode. En première approximation cette constante de couplage s'exprime simplement en fonction de la relation Faraday spécifique θ_F [15] :

$$K = i \frac{\mathcal{E}_{mo} \pi}{\lambda n} = i \theta_F \quad (I-18)$$

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

$$A_{TM}(z) = A_{TM}(0) e^{-i\beta_m z} \left(\cos \sigma z - i \frac{\Delta\beta}{2\sigma} \sin \sigma z \right) \quad (I-19)$$

$$A_{TE}(z) = A_{TM}(0) e^{-i\beta_m z} \left(-i \frac{K^*}{\sigma} \sin \sigma z \right) \quad (I-20)$$

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

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

$$R(z) = \frac{|K|^2}{\sigma^2} \sin^2(\sigma z) = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} \sin^2 \left[\sqrt{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} z \right] \quad (I-21)$$

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

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

$$R_M = \frac{\theta_F^2}{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} \quad (I-22)$$

La représentation du rendement de conversion est donnée sur la figure I.6. il ressort nettement de ce qui précède, 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 $\Delta\beta$ pour la réduire au minimum. Nous reviendrons sur les techniques utilisées dans la littérature au paragraphe I.2.3.

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation



Fig. I.6 - Evolution 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 $\theta_F=200^\circ/\text{cm}$

I.2.2.2 Propagation non-réciproque

Pour obtenir des effets non réciproques, un autre moyen utilisé est basé sur des constantes de propagation non réciproques ($\beta_{\text{aller}} \neq \beta_{\text{retour}}$). Pour cela il faut se placer dans des configurations particulières qui diffèrent suivant le type de mode (TM ou TE).

Modes TM

Un tel effet est obtenu en utilisant une aimantation transverse, dirigée horizontalement dans la couche (Oy), comme indiqué sur la figure I.7 [16]

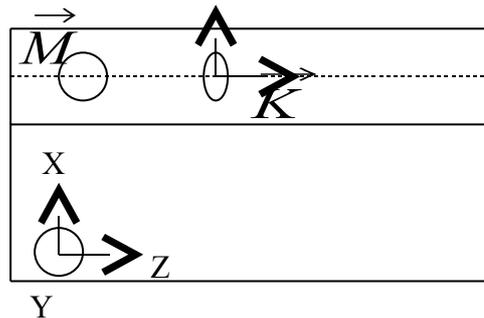


Fig. I.7 – Configuration requise pour obtenir une propagation non-réciproque des modes TM. L'aimantation est transversale par rapport à la direction de propagation.

En présence de cette aimantation orientée selon l'axe Oy, le tenseur permittivité diélectrique du matériau s'écrit :

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & i\varepsilon_{mo} \\ 0 & \varepsilon_1 & 0 \\ -i\varepsilon_{mo} & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix} \quad (I-23)$$

les termes hors diagonaux de ce tenseur lient les composantes E_z et E_x du mode TM, dans le cas d'une propagation selon Oz, l'équation caractéristique de ces modes s'écrit [16]:

$$h\sqrt{k^2\varepsilon_{eff}-\beta^2} = \arctan\left[\frac{\varepsilon_{eff}}{\sqrt{k^2\varepsilon_{eff}-\beta^2}}\left(\frac{\sqrt{\beta^2-k^2n_a^2}}{n_a^2}-\frac{\beta\varepsilon_{mo}}{\varepsilon_1\varepsilon_{eff}}\right)\right] + \arctan\left[\frac{\varepsilon_{eff}}{\sqrt{k^2\varepsilon_{eff}-\beta^2}}\left(\frac{\sqrt{\beta^2-k^2n_s^2}}{n_s^2}+\frac{\beta\varepsilon_{mo}}{\varepsilon_1\varepsilon_{eff}}\right)\right] \quad (I-24)$$

Avec $\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 - \varepsilon_{mo}^2 / \varepsilon_1$

Si la propagation se fait selon Oz, nous savons que le signe des termes hors diagonaux est inversé. Ainsi, les termes linéaires en β de la relation précédente changent de signe, ce qui donne une solution différente à l'équation. L'application d'une aimantation transverse permet ainsi d'obtenir une constante de propagation aller β_{aller}^{TM} différente de celle du retour : $\Phi_{aller} = \beta_{aller}^{TM}l \neq \Phi_{retour} = \beta_{retour}^{TM}l$. on dit que cette configuration crée un déphasage par unité de longueur non réciproque pour les modes TM.

Modes TE

Dans ce cas, la configuration requise, illustrée sur la figure I.8, est construite sur la base d'un guide rectangulaire à 2 dimensions. Ce guide est divisé en deux parties qui possèdent toutes deux une aimantation verticale, mais avec un sens différent. Popkov a démontré théoriquement [17], que cette géométrie crée une dissymétrie particulière pour les modes TE et permet d'obtenir une propagation non réciproque de ces modes, ie, $\beta_{aller}^{TE} \neq \beta_{retour}^{TE}$.

D'un point de vue technologique, les deux orientations différentes de l'aimantation dans la zone active sont obtenues grâce à un procédé particulier de recuit. Le matériau utilisé est couramment le grenat d Yttrium dopé au Gallium ($Y_3Fe_{5-x}Ga_xO_{12}$) qui présente un effet Faraday important (30000cm^{-1} à $1.3\mu\text{m}$ [18]).

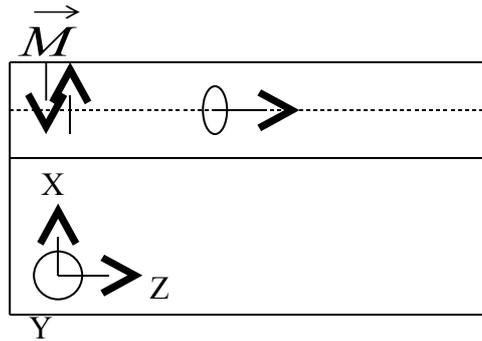


Fig. I.8 – Configuration requise pour l'obtention d'une propagation non-réciproque des modes TE. L'aimantation est transversale par rapport à la direction de propagation et d'orientation différente dans les zones de guidage juxtaposées.

Après l'élaboration du matériau, un masque silicium est déposé sur une moitié du guide et le recuit permet de redistribuer la localisation des atomes de Ga dans les sites tétraédriques et octaédriques, inversant ainsi la valeur de la rotation Faraday [18,19].

A partir des effets présentés dans cette partie : conversion de modes, déphasage non réciproque, il est possible de construire des isolateurs optiques en configuration intégrée. Intéressons nous désormais aux différentes techniques de réalisation.

I.2.3 Isolateur optique

Plusieurs tentatives ont été entreprises pour réaliser les guides d'ondes isolateurs de différents types. Le type le plus simple est le guide d'ondes isolateur 45° qui exige une rotation de Faraday de 45° entre deux polariseurs réglés à 45° l'un par rapport à l'autre.

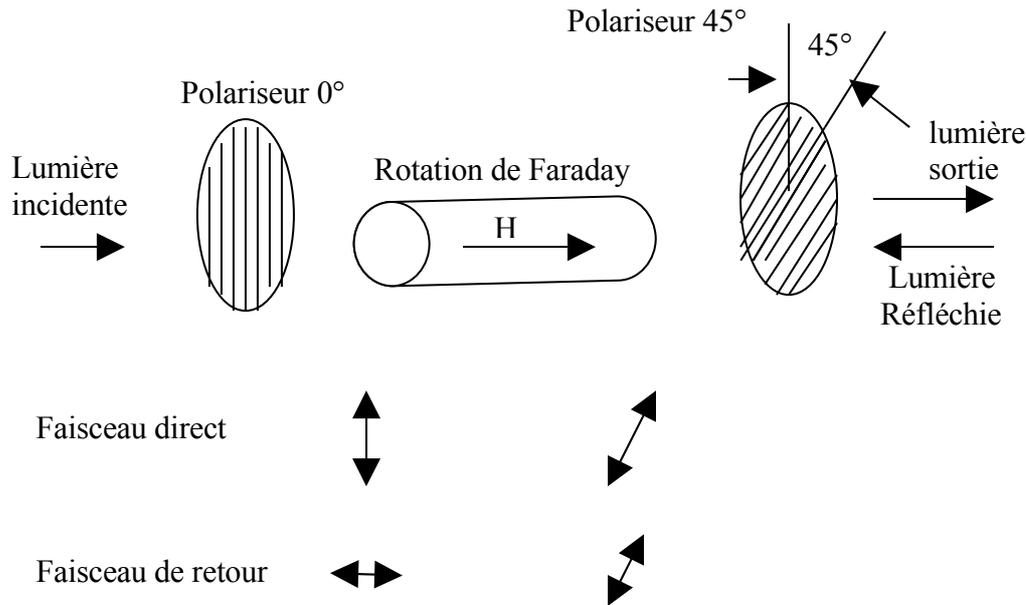


Fig. I-9 Schéma d'un isolateur .

Ce composant figure I.9 permet la propagation de la lumière dans le sens direct et l'interdit dans le sens de retour[20]. Cette fonctionnalité est très utile pour protéger les composants des réflexions parasites.

I.2.3.1 Nécessité de l'accord de phase

Dans les guides d'ondes magnéto-optiques, cette rotation de 45° de Faraday doit être réalisée par l'intermédiaire d'un processus de couplage entre les modes TE_0 et TM_0 . Ce couplage dû à l'effet Faraday est décrit par la constante de couplage K avec $K \cong \theta_F$ où θ_F est la rotation spécifique de Faraday du matériau du guide d'onde.

Cette constante de couplage de mode K est fortement influencée par la différence entre les constantes de propagation $\Delta\beta = \beta_{TM} - \beta_{TE}$, où β_{TM} et β_{TE} sont les constantes de propagation des modes fondamentaux TM_0 et TE_0 , respectivement.

Il est bien connu que pour la condition $\Delta\beta \neq 0$ le couplage des deux modes conduit à une lumière elliptiquement polarisée qui part de l'extrémité du guide d'onde. Dans un isolateur, la lumière passant dans le guide d'ondes dans la direction inverse doit être bloquée par le premier polariseur. Naturellement, ce blocage ne peut pas être parfait pour la lumière elliptiquement polarisée, de ce fait l'isolement n'est pas parfait pour des guides d'ondes dont $\Delta\beta \neq 0$.

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

Il est extrêmement difficile de réaliser des guides d'ondes magnéto-optiques avec $|\Delta\beta|$ suffisamment faible parce que $\Delta\beta$ dépend de la structure des guides d'ondes et peut être ajusté dans une large gamme, mais la valeur obtenue n'est pas satisfaisante, elle est d'environ de 100-200°/cm [21]. D'un point de vue technologique, l'ajustement fiable de l'accord de phase $\Delta\beta=0$ (réellement: $|\Delta\beta| \leq |K|$) est peu réaliste. Cependant, cette condition peut être mieux satisfaite pour les guides d'ondes magnéto-optiques de canal enterré ou rib.

On mentionne qu'il existe en effet des moyens pour réaliser l'accord de phase lors d'une étape additionnelle intervenant après réalisation des guides d'ondes : Soit en gravant chimiquement un film d'épaisseur appropriée par effet thermique, ou par l'application d'un effort comme on va le démontrer.

I.2.3.2 Différents phénomènes induisant la biréfringence ou le désaccord de phase

Les guides d'ondes Magnéto-optiques sont les éléments de base des dispositifs à guide d'onde non réciproques tels que les isolateurs. Les concepts fondamentaux pour ces dispositifs basés sur le couplage des modes magnéto-optique ont été établis par plusieurs chercheurs[22]. En effet dans le couplage des modes, intervient un paramètre très important $\Delta\beta$, qui est la différence des constantes de propagation des deux modes couplés ou biréfringence de mode. En particulier, le guide d'onde isolateur 45° exige une précision d'accord de phase $\Delta\beta = \beta_{TM} - \beta_{TE} = 0$. En pratique ceci signifie que $|\Delta\beta|$ est au-dessous d'une certaine limite $\Delta\beta_t$

$$|\Delta\beta| \leq \Delta\beta_t$$

Où $\Delta\beta_t$ est de l'ordre de $5^\circ/cm$. Trois phénomènes sont à la base de ce désaccord $\Delta\beta$ dans les guides d'ondes magnéto-optiques à croissance avec épitaxie :

- **Biréfringence due à un effort induit Δn_s** : due à la création d'une lacune entre le substrat et le guide d'onde.
- **Biréfringence due à une croissance-induite Δn_g** : provoquée par de petites déviations de la symétrie cubique de la structure cristalline.

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

- **Différence des indices de réfraction effectifs** ΔN_{eff} : pour les modes TM et TE respectivement.

Pour un guide d'onde diélectrique isotrope. $\Delta\beta$ peut être exprimé comme suit:

$$\Delta\beta = (\Delta n_s + \Delta n_g + \Delta N_{eff})k_0 = \Delta n k_0 \quad (I-25)$$

($k_0 = 2\pi/\lambda$, λ = longueur d'onde dans le vide).

Si $|\Delta\beta| \leq 5^\circ/cm$ la notation $|\Delta n| \leq 2 \times 10^{-6}$ est exigée pour la gamme de longueur d'onde variant entre $\lambda = 1.3 - 1.55 \mu m$. Ceci signifie que $\Delta n_s, \Delta n_g, \Delta N_{eff}$ doivent être connus avec une précision d'environ 10^{-6} , qui est une condition pratiquement irréalisable, en raison des tolérances dans les processus de fabrication et la limite des méthodes analytiques .

I.2.3.3 L'accord de phase dans un guide d'onde magnéto-optique par application d'un effort

Pour obtenir un accord de phase $\Delta\beta \rightarrow 0$, l'accord des deux constantes de propagation β_{TM} et β_{TE} dans les guides d'ondes est exigé. Pour réaliser ceci, une biréfringence additionnelle peut être obtenue, induite en appliquant un effort externe au guide d'onde et en ajustant de ce fait la biréfringence due à l'effort induit Δn_s . Dans les expériences [23], une table pneumatique a été employé pour produire de la pression externe jusqu'à un maximum de $1.6 KN/cm^2$. Alternativement, des éléments piézoélectriques peuvent également être employés, mais l'effort maximum obtenu est faible dans ce cas.

Ces expériences ont été faites avec un guide d'onde magnéto-optique symétrique et multicouche. La structure de ces guides d'ondes est présentée sur la figure.I.10. Pour la couche fortement absorbante, au lieu du cobalt, le praseodymium peut également être employé pour quelques longueurs d'onde discrètes.

La différence entre les constantes de propagation $\Delta\beta = \beta_{TM} - \beta_{TE}$, et la constante de couplage K (où K correspond à la rotation spécifique de Faraday du matériau du guide d'onde) a été mesurée en fonction de l'effort externe par une méthode ellipsométrique, la lumière est

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

linéairement polarisée ($\lambda=1.3\mu m$). Dans le guide d'onde, en général si $\Delta\beta \neq 0$ la lumière de sortie est elliptiquement polarisée à cause de la différence de phase $\Delta\beta$ entre les modes TE et de TM. Dans l'expérience, $\Delta\beta$ est mesurée et ajustée à l'aide d'un compensateur de phase.

YIG1	n_1	d_1
YIG2	n_2	d_2
YIG3	n_3	d_3
Co-YIG	n_4	d_4
GGG	$n=1,95$	

Fig. I.10 - Guide d'ondes multicouches

$$\begin{aligned} \text{Avec} \quad \Delta n &= n_2 - n_3 = 3 \cdot 10^{-3} \\ n_1 &= n_3 \quad n_4 = n_3 \\ d_1, d_3, d_4 &= 3-4 \mu m \quad d_2 = 5 \mu m \end{aligned}$$

Le YIG2 représente le cœur du guide d'onde, les YIG1 et YIG3 sont les revêtements, le Co-YIG est la couche fortement absorbante.

Pour la compensation de la différence $\Delta\beta$ entre les deux constantes de propagation β_{TM} et β_{TE} des résultats expérimentaux sont donnés pour la structure de la figure.I-10.

Interprétation des résultats expérimentaux trouvés dans la littérature

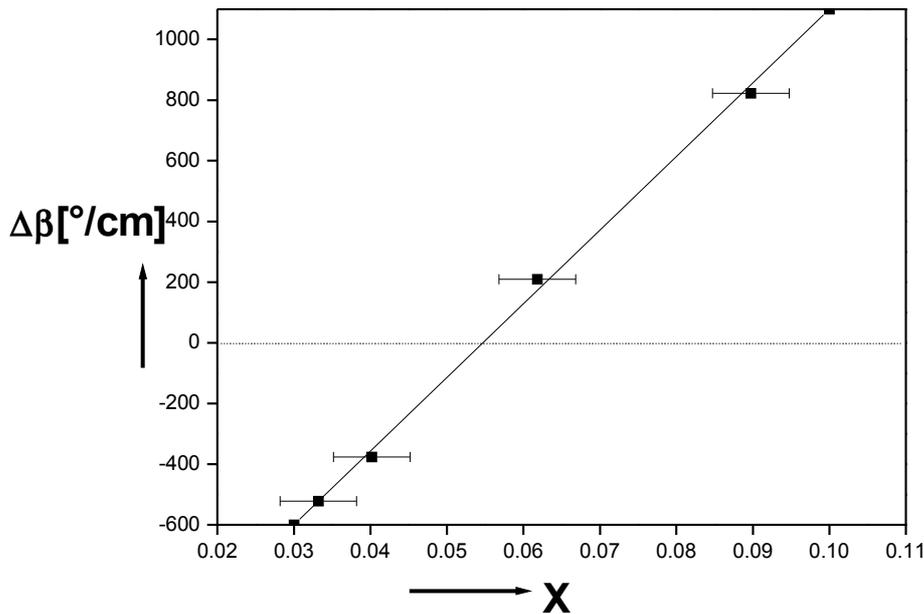


Fig. I.11 - $\Delta\beta$ pour un guide d'onde multicouches en fonction de la fraction x du composition $Y_{3-x}Pb_xFe_5O_{12}$ de la couche de guidage [23].

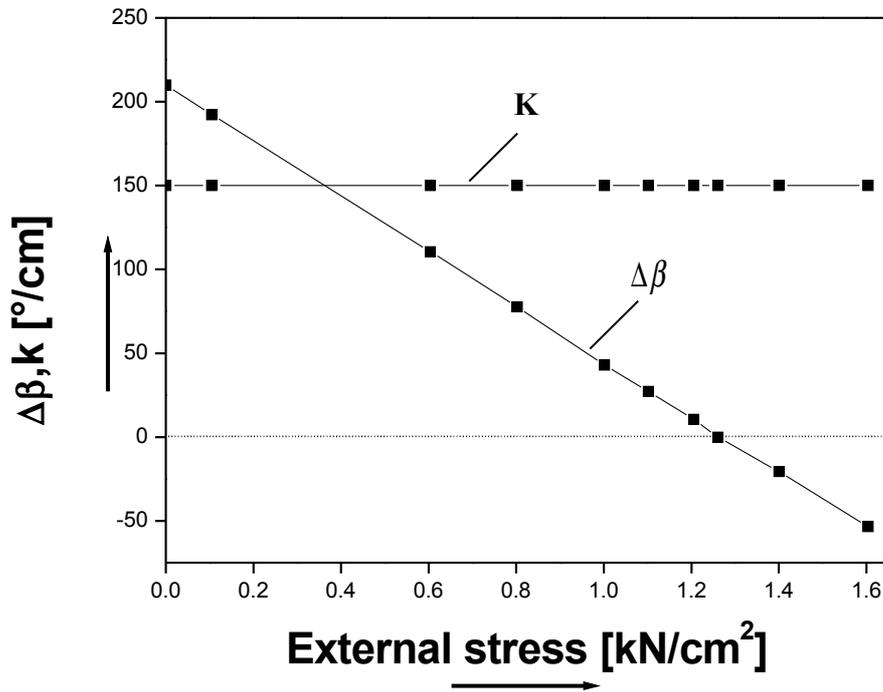


Fig. I.12 - Mesure de $\Delta\beta$ et K en fonction d'un effort externe [23]

Les résultats expérimentaux figure (I-11), concernent des guides d'ondes ayant différents teneurs en plomb dans le film guidant composé de $Y_{3-x}Pb_xFe_5O_{12}$. Puisque le rayon ionique est

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

plus grand pour le Pb que pour Y, l'augmentation de l'incorporation du plomb augmente l'anisotropie du film dans la direction normale à ce film, et donc une élévation de Δn_s et $\Delta\beta$ est prévisible.

Ceci est confirmé expérimentalement, les augmentations de $\Delta\beta$ sont de $-600^\circ/cm$ pour $x=0.03$ à $+1100^\circ/cm$ pour $x=0.1$. La figure (I-11) montre également que $\Delta\beta$ dépend très fortement de la teneur en plomb. L'erreur dans la détermination analytique de x , $\Delta x=\pm 0.005$, correspond à une erreur de $\Delta\beta$ de $\pm 120^\circ/cm$. L'influence des paramètres par exemple de surgélation ΔT du processus de fabrication ne peut être contrôlée avec exactitude pour obtenir $|\Delta\beta|\leq 5^\circ/cm$.

L'ajustement de $\Delta\beta$ par application d'un effort externe sur l'échantillon est montrée dans la fig. I-12 avec $\Delta\beta_i = 210^\circ/cm$, où $\Delta\beta$ diminue linéairement avec l'effort externe appliqué, tandis que la constante de couplage K reste entièrement constante à $150^\circ/cm$. L'accord de phase $\Delta\beta \rightarrow 0$ est réalisée pour une pression de $1.26 kN/cm^2$. On observe une gamme d'accord $\Delta\beta$ de $250^\circ/cm$ pour un effort externe entre 0 et $1.6 kN/cm^2$. Ce résultat est applicable pour les échantillons YIG, tandis qu'une valeur légèrement inférieure, d'environ $150^\circ/cm$ est prévue pour une contrainte-optique sur un YIG pur.

En conclusion, l'ajustement de $\Delta\beta$ au moyen de l'effort externe a été employé pour obtenir l'accord de phase dans des guides d'ondes magnéto-optiques. Ceci fournit des moyens essentiels pour la réalisation des guides d'ondes isolateurs de 45° . Des éléments piézoélectriques peuvent être aussi employés pour produire et commander cet effort externe, et par ce que le calcul précis des modes guidés est exigé. Le logiciel FIMMWAVE a permis de calculer les constantes de propagation et les paramètres relatifs aux modes TE et TM.

I.3 PRESENTATION DU LOGICIEL DE SIMULATION FIMMWAVE

Le guide d'onde est défini suivant un procédé proche de celui de la gravure industrielle. D'abord le substrat est décrit par une superposition de couches horizontales pour lesquelles l'épaisseur, l'indice de réfraction qui varie avec la longueur d'onde, les pertes intrinsèques au matériau, la température Sont demandés ou configurés par défaut. Ensuite le guide est défini en tranches verticales qui sont en fait des zones de gravures de profondeurs différents (fig. I-13). Quand le guide est réalisé, il reste un paramètre physique à donner : la longueur d'onde de fonctionnement. Les variations d'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde sont calculées d'après E. D.[24]

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

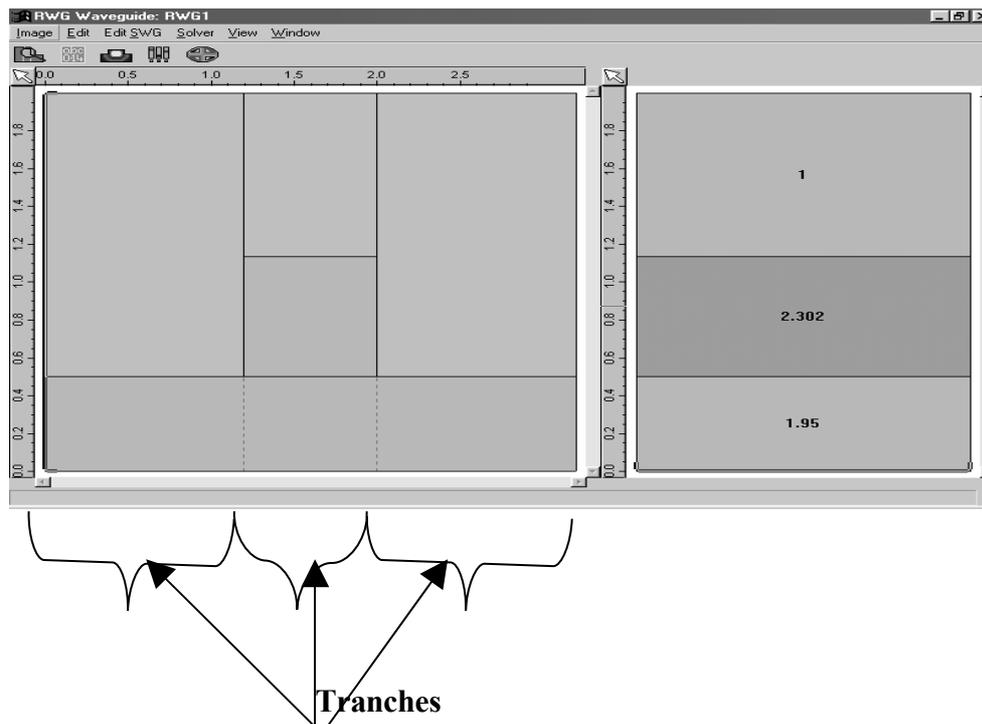


Fig. I.13 -Guide rib avec différentes tranches gravées (voir de face et latéralement).

I.3.1 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. 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.

I.3.2 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.

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

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 .

I.3.3 Interprétation des simulations effectuées par le logiciel Fimmwave :

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.

I.3.4 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 suivant une direction[25], les deux autres composantes suivant les autres directions sont beaucoup plus faibles.

Les composantes des champs E et H étant assez confinées, les pertes sont faibles sur de courtes distances (fig. I-14, I-15)

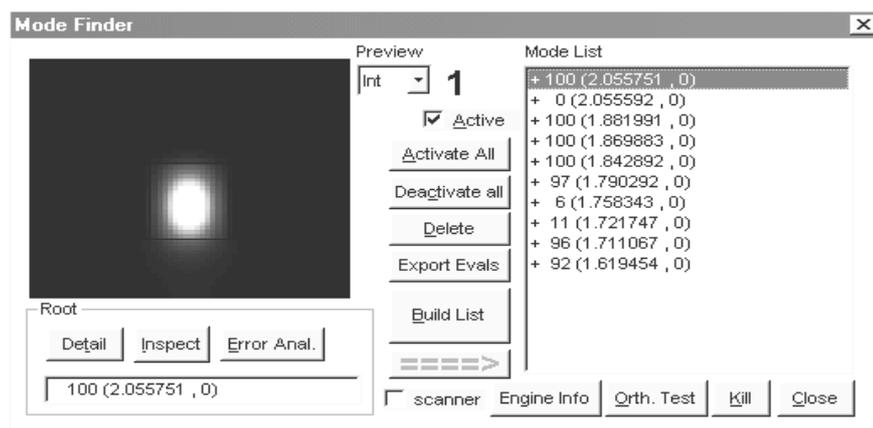


Fig. I.14 - Intensité du mode fondamental TE concentré dans le film (guidée).

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

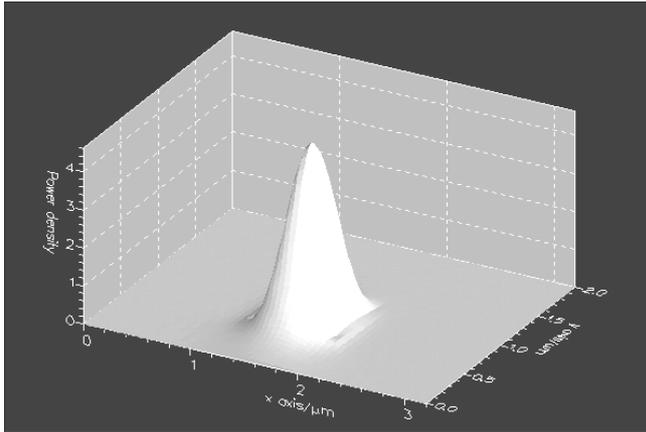


Fig. I.15 - Puissance du mode fondamental TE (guidée) suivant la direction de propagation

I.3.5 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 dans le substrat très importante comme s'il n'y avait pas de confinement latéral (fig. I-16).

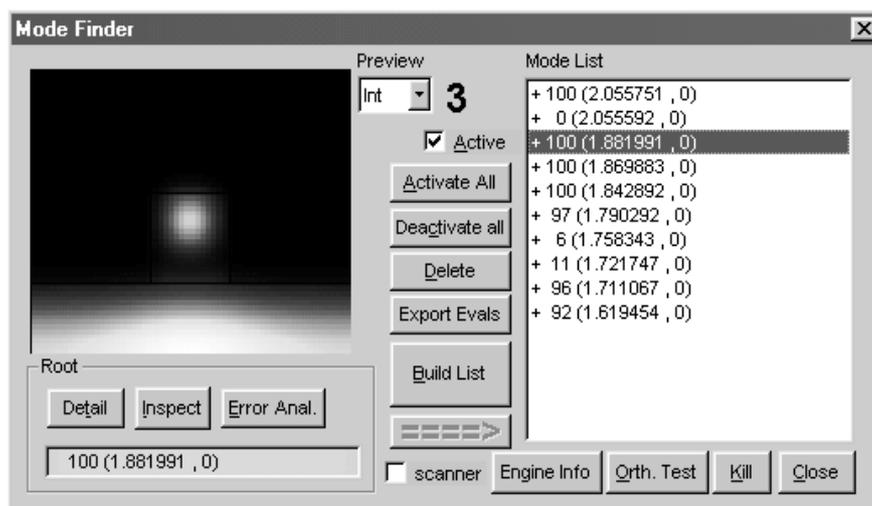


Fig. I.16 - Intensité des modes non guidés avec une dispersion importante dans le substrat

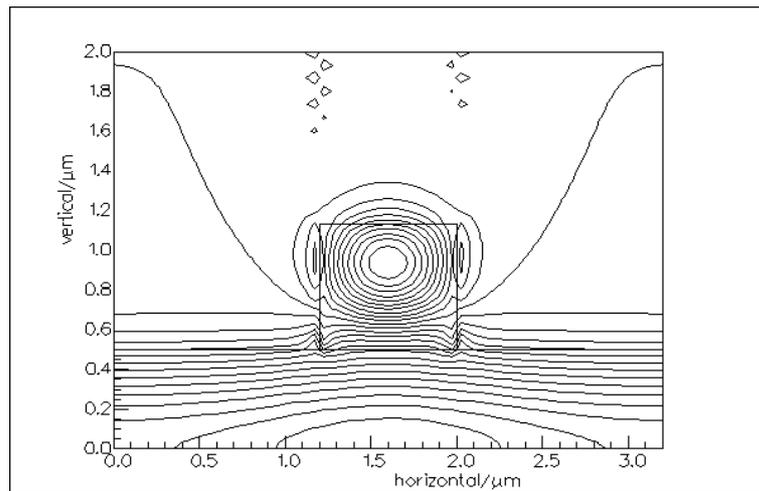


Fig. I.17 - Mode non guidé

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 (fig. I-17).

Il est possible d'accéder aux valeurs des indices effectifs de chaque mode calculé TE-TM.

I.4 PRESENTATION DU LOGICIEL DE SIMULATION FIMMPROP

FIMMPROP est le module de propagation intégré avec FIMMWAVE [26], il nous confère une grande flexibilité de construction de structures complexes, il est entièrement bi-directionnel et permet l'inspection visuelle étendue des champs de propagation. Il est approprié en particulier aux structures qui ont un nombre restreint de section transversale distincte, telle que les coupleurs et les structures périodiques; pour de tels problèmes l'algorithme est de loin plus performant que les techniques traditionnelles de propagation. FIMMPROP peut également traiter efficacement les structures sans interruption variables, telles que des cônes et des Jonctions-Y, en utilisant des algorithmes semi-analytiques efficaces optimisés pour des problèmes communs.

Le module emploie un algorithme d'expansion de mode propre, où les convenances optiques d'une structure sont entièrement caractérisées par les modes locaux de la structure, et des matrices d'accouplement entre différents modes locaux. Cette technique puissante implique qu'une fois qu'on a une description locale du mode de la structure, on peut obtenir une grande variété d'informations avec peu de calculs.

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

Par exemple, à la différence d'un algorithme de méthode de propagation de faisceau où on obtient une propagation pour un profil optique d'entrée donné, avec FIMMPROP on a efficacement la solution pour tous les profils simultanément. Par exemple les réponses des modes TE et de TM sont obtenues en même temps.

Avec cet algorithme bi-directionnel, on obtient également la réponse pour l'injection par la gauche où par la droite du guide, encore sans calcul additionnel. Naturellement une description locale véritablement complète de modes exigerait un nombre infini des modes locaux en 2D, qui reste toujours au delà des limites de l'informatique courante ; cependant, dans la pratique, beaucoup de structures dans le système optique intégré moderne peuvent être modélisées avec un nombre modeste en 2D de modes locaux– en général 15 à 50 par coupe distincte – qui rend l'analyse locale des modes par FIMMPROP réalisable.

Les modes locaux sont donnés par le solveur de mode du FIMMWAVE, qui nous indique que la propagation est entièrement vectorielle.

Dans FIMMWAVE l'interface et les concepts ont été conçus pour permettre à l'utilisateur de construire des structures complexes, rapidement et efficacement comme ci dessous (fig. I-18), où on montre la propagation du signal injecté à l'entrée du guide.

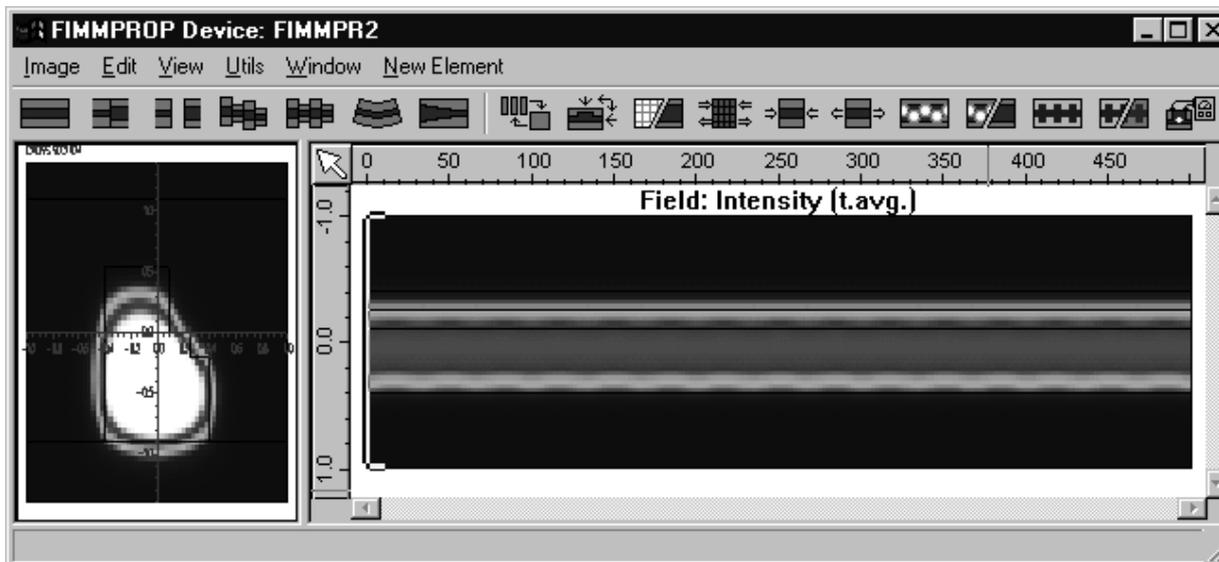


Fig. I.18 - Intensité d'un mode guidée suivant la direction de propagation z.

I.5 Contexte de l'étude et objectif

L'étude des effets non-réciproques a principalement été développée sur le matériau YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$) ou des versions dopées, par exemple $Y_3Fe_5Ga_xO_{12}$, qui présentent un effet faraday important [18], déposées sur des substrats de GGG (Gadolinium Galium Garnet). Plusieurs configurations permettent à partir de ce matériau de réaliser la fonction isolateur, de plus des dispositifs très intéressants, présentant des taux d'isolation plutôt importants, ont même été mis au point [27]. Cependant plusieurs éléments justifient qu'aucune version intégrée n'ait été commercialisée [28] à cause de:

- L'incompatibilité technologique entre les différents matériaux, notamment à cause de la valeur élevée de la température de recuit du YIG ($800^{\circ}C$) [15].
- Le substrat GGG n'est pas un substrat classique sur lequel d'autres fonctionnalités pourraient être développées et il présente un coût élevé.

I.5.1 Objectifs

L'objectif général de ce travail est la minimisation du désaccord de phase dans une couche mince dopée par des nanoparticules anisotropes.

Pour cela, une couche mince sol-gel dopée par des nanoparticules (maghémite) est déposée sur un substrat classique (pyrex) par tirage (dip-coating) [29]. La matrice sol-gel est composée d'un mixte $[(SiO_2)_x/(TiO_2)_{1-x}]$ où la proportion de TiO_2 permet l'ajustement de l'indice optique de la couche guidante [30].

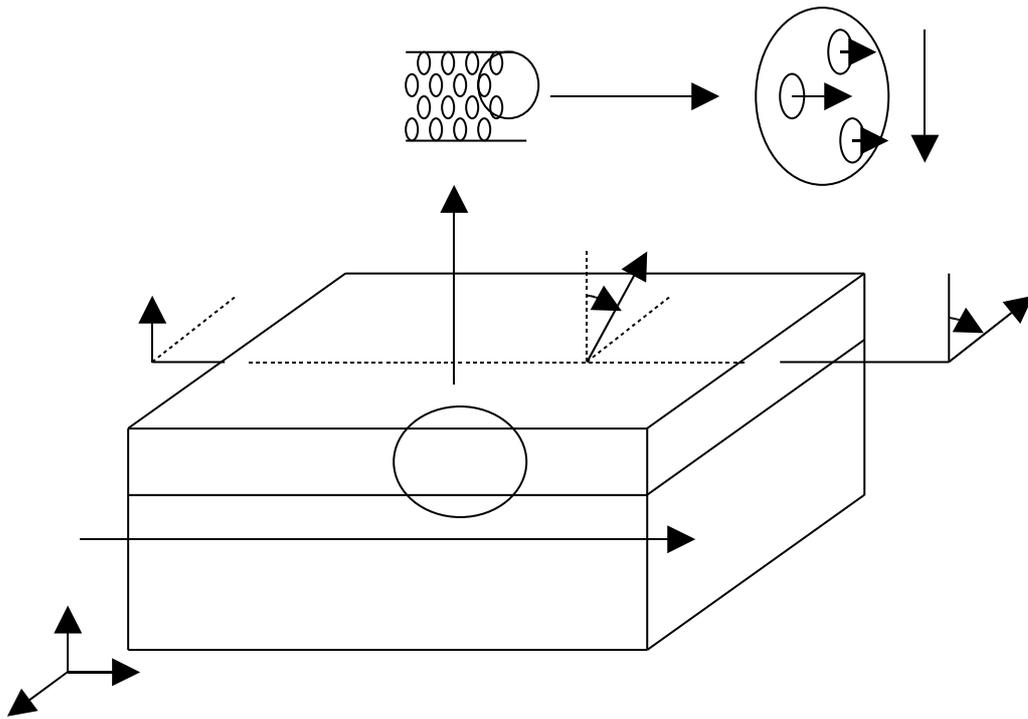


FIG. I.19 – Représentation générale des objectifs de l'étude. Les nanoparticules sont orientées par un champ de gélification H_{gel} pour créer une anisotropie planaire et compenser la biréfringence de mode.

L'application d'un champ magnétique 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 (fig.I-19).

De plus et pour objectif, on peut envisager la réalisation d'une isolation vue par exemple le cas des techniques d'isolation à rotation pour les modes TE et de déphasage pour les modes TE ou

CHAP I Généralités sur les guides magnéto-optiques, accord de phase et présentation du logiciel de simulation

TM, par une autre nouvelle approche. En effet à partir d'effets de conversion de puissance entre modes, et en exploitant un convertisseur dont le but de réaliser un isolateur à conversion de mode pour les modes TE ou TM

I.6 Conclusion

Ce premier chapitre a permis de définir le cadre de notre étude et les objectifs associés.

Nous avons effectué une présentation détaillée des effets non réciproques. Puis nous avons passé en revue les techniques de résolution du problème de désaccord de phase et nous avons présenté le logiciel de simulation. Enfin on a expliqué comment les potentialités des matrices sol-gel dopées avec des nanoparticules magnétiques peuvent être utilisées pour réaliser des guides magnéto-optiques sur des substrats de verre et des couches guidantes. On obtient une anisotropie linéaire permanente induite par un champ de gélification permettant la réalisation de l'accord de phase.

Mais pour envisager la réalisation de l'isolation d'un mode guidé qui est fortement liée aux conditions d'accord de phase et du taux de conversion entre deux modes guidés, il paraît important de maîtriser les techniques d'isolation. De plus, un choix assez fin des paramètres d'un guide d'ondes permet d'avoir un meilleur taux de conversion. Dans cet ordre d'idée, le chapitre suivant a pour objectif d'étudier l'influence des différents paramètres de perturbation de l'accord de phase dans un dispositif d'isolation.

De nombreuses techniques d'isolation ont été élaborées en configuration guidée depuis le début des années 70 [31]. Nous allons ici en présenter les principes généraux.

Tout d'abord, pour comprendre la réalisation d'une isolation à partir d'effets non réciproques, il paraît intéressant de présenter les techniques de fonctionnement d'un isolateur

II.1 Techniques d'isolation

II.1.1 Isolateur en espace libre

le principe de fonctionnement d'un tel isolateur est illustré sur la figure II.1.

Il est constitué de deux polariseurs et d'un tronçon magnéto-optique fournissant une rotation Faraday de 45° , le polariseur en sortie est incliné de 45° par rapport à celui d'entrée. Ainsi,

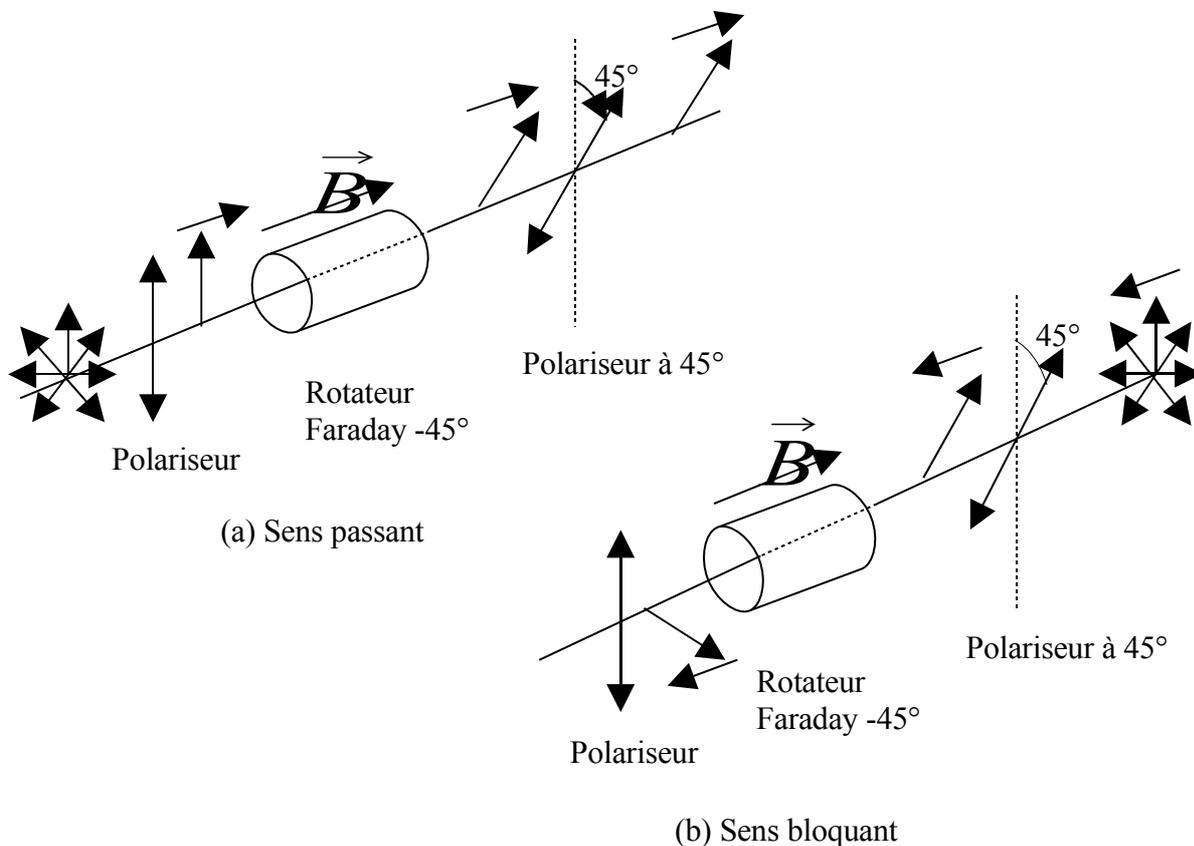


FIG. II.1 - Principe de fonctionnement d'un isolateur optique en espace libre.

dans le sens direct, après la traversée du polariseur, la direction de polarisation de la lumière subit une rotation de 45° et se trouve alignée avec le polariseur de sortie : elle est donc transmise. Par contre dans le sens retour, la rotation de 45° se fait dans le sens opposé et la direction de polarisation de la lumière se retrouve inclinée à 90° du polariseur d'entrée : elle est bloquée.

Il n'est cependant pas possible d'appliquer directement ce principe dans une configuration intégrée. En effet, en sortie la lumière est orientée à 45° par rapport à l'entrée. Or, dans un guide, ne peuvent se propager que des modes TE ou TM, et l'isolateur est connecté à des systèmes fonctionnant sur des modes particuliers. Il est donc indispensable qu'en entrée et sortie la lumière soit portée par le même mode.

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

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

II.1.2 Isolateurs à rotation

La première mise au point d'un isolateur intégrée à été faite par Castera et *al* en 1977 [32]. En suivant la théorie développée par Yamamoto et *al*. [33], ces auteurs utilisent un guide planaire possédant un sélecteur de modes et deux rotateurs : un non-réciproque (45°) et un réciproque (45°). Le matériau constitutif du guide est le grenat d'Yttrium. Le rotateur non-réciproque est obtenu par application d'un champ magnétique longitudinal sur une longueur calibrée pour obtenir une rotation Faraday de 45° . Le rotateur réciproque est une lame demi-onde dont l'axe principal est orientée à 22.5° . Cette dernière est obtenue par l'application d'un champ magnétique transverse qui crée, par effet Coutton-Mouton, une anisotropie linéaire [32]. La direction du champ est inclinée à 22.5° du plan de la couche et sur une longueur d'interaction calibrée pour l'obtention d'une lame demi-onde le principe d'isolation est détaillée sur la figure II.2. Dans le sens direct, les rotateurs fonctionnent dans des sens opposés compensant mutuellement : le mode TE reste TE. Dans le sens retour, les effets s'ajoutent et le mode TE devient TM, absorbé par le sélecteur. Cette structure repose sur un ajustement fin des constantes de propagation β_{TE} et β_{TM} qui doivent être égales pour obtenir un bon rendement de conversion pour le rotateur non réciproque. Cet ajustement ne pouvant se faire que sur une paire de modes à la fois, le guide doit être monomode.

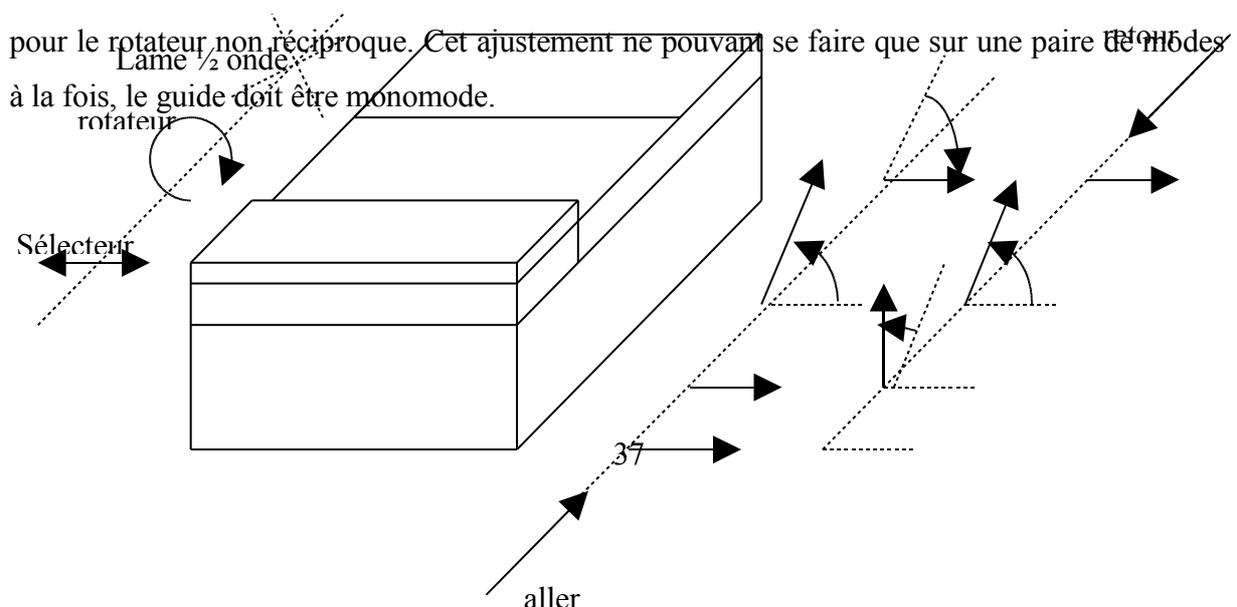


FIG. II.2 - *Isolateur intègre à rotation fonctionnant sur les modes TE. La lame $\frac{1}{2}$ onde est inclinée de 22.5° par rapport au polariseur d'entrée.*

Avec une telle structure, une isolation de l'ordre de 10 dB a été obtenue. A partir de ce premier essai, de nombreuses équipes ont travaillé à l'amélioration de ce composant, le meilleur taux d'isolation étant attribué Sugimoto en 1996 avec 31 dB [27].

Cependant, en dépit de forts taux d'isolation, ces dispositifs ne permettent d'obtenir une isolation que sur les modes TE. En 1999, la même équipe a mis au point un circulateur indépendant de la polarisation en utilisant le même principe de rotateur Faraday couplé à une lame demi-onde [34]. La structure utilise deux bras d'un interféromètre de Mach Zehnder dont chacun comprend deux rotateurs correctement ajustés.

Même si différents chercheurs ont trouvés des taux d'isolation importants, la réalisation technologique de tels isolateurs est difficile du fait de l'ajustement fin de la biréfringence de mode. Ceci a fait l'objet de nombreuses recherches comme nous le verrons dans le chapitre III. Pour contourner cette difficulté, les voies de recherche se sont plus récemment orientées vers des isolateurs à base de déphasage non-réciproque.

II.1.3 Isolateurs à déphasage

Quoique de réalisations différentes, tous les isolateurs à déphasage utilisent le principe représenté sur la figure II.3. Ils sont constitués d'un interféromètre de Mach Zehnder dont l'un des bras contient un déphaseur non réciproque et un réciproque, alors que l'autre bras contient seulement un déphaseur non réciproque. La réalisation de ces déphaseurs non réciproques a été

expliquée dans le paragraphe I.2.2.2. La valeur du déphasage ($\pm 45^\circ/90^\circ$) est ajustée en adaptant la longueur du tronçon à la constante de propagation du mode isolé. Cet ajustement ne pouvant se faire que sur un seul mode, le guide doit également dans ce cas, être monomode.

Le choix et la disposition de ces éléments dans l'interféromètre permet dans le sens aller d'obtenir une recombinaison des deux ondes alors que dans le sens retour les deux ondes sont en opposition de phase et s'annulent.

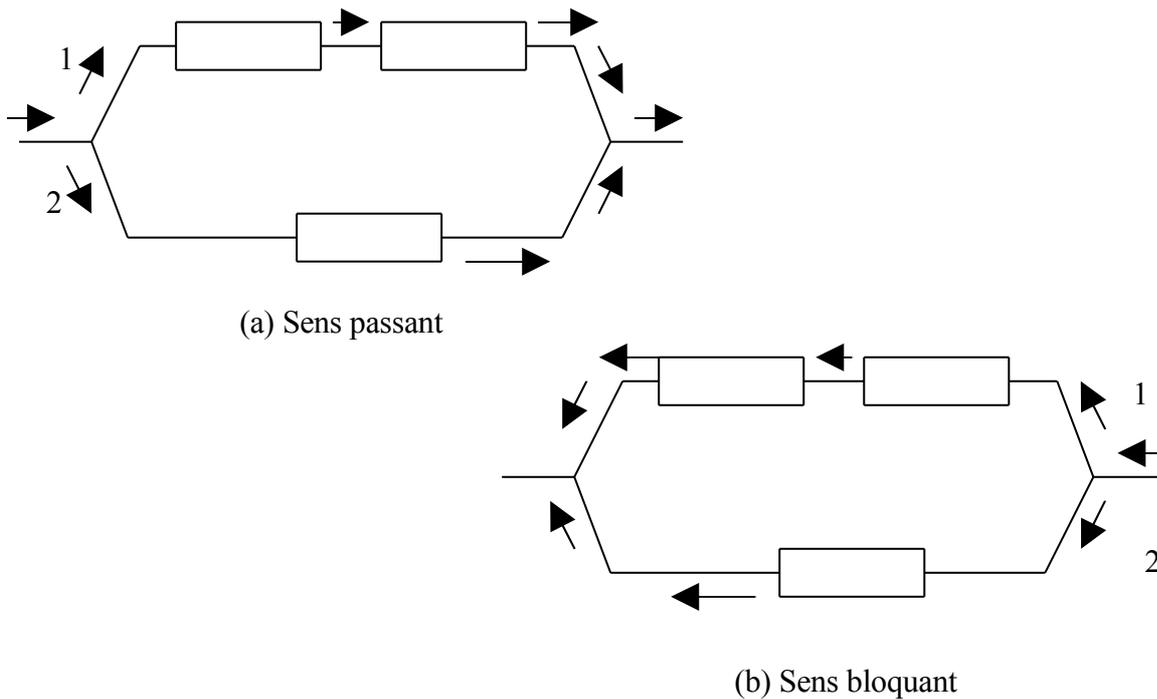


FIG. II.3 - Isolateur intégré à déphasage. Les déphaseurs non réciproques (NR) impriment un déphasage de 45° alors que le réciproque (R) imprime 90° . Les valeurs des phases accumulées sont reportées sur les ondes de chaque bras.

Sur la base de cette structure, ont été réalisés des isolateurs de modes TM [35, 36,16] puis TE [18] et enfin plus récemment des isolateurs indépendants de la polarisation [37, 38].

A partir du même principe, il est également possible de construire des isolateurs et circulateurs en utilisant un couplage de mode non réciproque entre deux guides adjacents [39].

II .2 Accord de phase

Nous avons vu dans le paragraphe I.2.2.1 que la différence de phase $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM}$ constitue un inconvénient majeur pour les isolateurs. Elle peut limiter drastiquement R_M , le taux maximum de conversion TE-TM:

$$R(z) = R_M \sin^2 \left[\sqrt{\theta_F^2 + (\Delta\beta/2)^2} z \right] \quad (\text{II-1})$$

A partir de l'équation (I-30) on peut écrire cette différence de phase sous la forme de la somme de deux contributions $\Delta\beta = k(\Delta N_{geo} + \Delta n_i)$ [40] :

-La biréfringence de mode géométrique $\Delta N_{geo} = \Delta N_{eff}$ du guide planaire tel que nous l'avons mis en évidence dans le chapitre I. De valeur toujours positive, elle est directement liée à l'épaisseur de la couche mince et à la différence d'indice entre le substrat et la couche.

-La biréfringence intrinsèque Δn_i du matériau constituant la couche mince. Il s'agit de la différence d'indice optique du matériau résultant de la différence de polarisation des champs électriques (champs électriques polarisés parallèlement au plan et ceux normaux au plan) $\Delta n_i = n_{//} - n_{\perp}$. Elle trouve son origine dans une biréfringence due à un effort induit Δn_s et une biréfringence de croissance Δn_g [41], elles sont toutes deux négatives.

II.3 Propriétés d'un guide d'ondes magnéto-optique dopé.

II.3.1 Matrice dopée pour la réalisation de la couche guidante.

La réalisation de matériaux composites à base de nanocristaux au sein d'une matrice a fait l'objet de nombreuses recherches car leurs propriétés peuvent différer de celle du matériau massif [42]. Dans cet optique, la méthode sol-gel est apparue comme une méthode de synthèse efficace de ces matériaux [43,44]. Ainsi des matrices de silice ont été dopées à l'aides de nanoparticules magnétiques de maghémite ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) par une méthode sol-gel et leurs propriétés magnéto-optiques caractérisées [44, 45, 46,47].

Les nanoparticules magnétiques dispersées au sein d'un liquide magnétique (ou ferrofluide) ont été largement étudiées, car il est possible d'induire des anisotropies optiques linéaires ou circulaires dans le milieu par application d'un champ magnétique [9]. Notamment, si le champ magnétique est longitudinal, le ferrofluide est le siège d'une rotation Faraday, de la même manière qu'un matériau magnéto-optique classique.

L'utilisation de telles nanoparticules piégées au sein d'une matrice de silice a pour objectif de figer les anisotropies.

Lors de travaux antérieurs menés au laboratoire DIOM, D. Jamon s'est intéressé aux anisotropies optiques de gels de silice dopés par des nanoparticules de Maghémite. Il a ainsi montré que l'application d'un champ magnétique pendant la phase de gélification de ces monolithes dopés, crée au sein du matériau une anisotropie linéaire permanente identique à celle du ferrofluide [46]. En effet, les nanoparticules possèdent une anisotropie propre dont l'axe optique est lié à la direction préférentielle de leur moment magnétique.

Lors de la gélification, l'application du champ dirige les moments dans sa direction et ainsi tous les axes optiques sont orientés dans une même direction. Une fois le monolithe gélifié, les axes optiques sont figés et l'anisotropie reste permanente [47]. L'amplitude de l'anisotropie Δn créée est proportionnelle à la direction du champ appliqué, ce que l'on exposera dans le chapitre III.

II.3.2 Distribution en diamètre des nanoparticules utilisées pour doper la couche mince

Les caractéristiques des nanoparticules de maghémite et leur taille sont fortement liées aux propriétés d'anisotropies optiques. L'étude des nanoparticules permettra la réalisation des couches minces souhaitées. Il est important de réduire l'écart type « s » relatif aux diamètres des particules pour avoir des couches homogènes. L'équation de distribution en diamètre est:

$$P(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}sD} \exp\left(-\frac{1}{2s^2} \ln^2\left(\frac{D}{D_0}\right)\right) \quad (\text{II-2})$$

Sur la figure II-4 est représentée la distribution en diamètre des particules de maghémite $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ pour un écart type $s=0.4$ et un diamètre médian $D_0=10\text{nm}$.

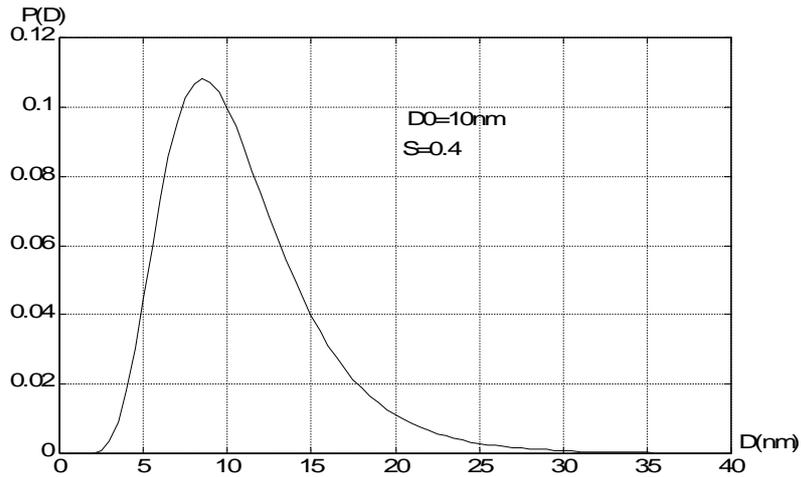


FIG. II.4 - Distribution en diamètre de type log-normal (équation II-2) pour un diamètre médian $D_0=10\text{nm}$ et écart type $s=0.4$.

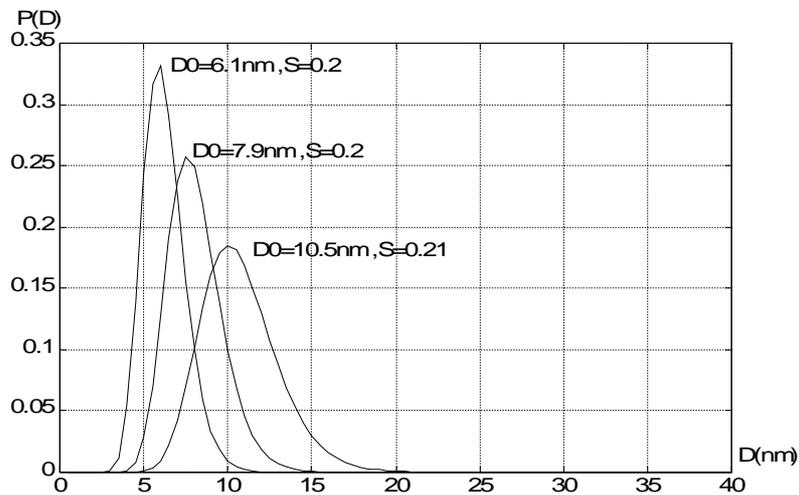


FIG. II.5 - Distribution en diamètre des particules des échantillons de maghémite $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ mis au point au laboratoire LI2C dans l'équipe du Pr. V. Cabuil

Sur la figure II.5 sont reportées quelques distributions en diamètre des particules des échantillons de maghémite $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ pour des diamètres médians $D_0=6.1\text{nm}$, 7.9nm , 10.5nm . On constate que pour le plus faible diamètre les couches obtenues présentent une meilleure homogénéité et donc un désaccord de phase minimum.

II.4 Effets magnéto-optiques

II.4.1 Présentation

Hors champ magnétique, les liquides magnétiques sont isotropes. L'agitation thermique produit un brassage des particules magnétiques et la répartition de leur moment magnétique est aléatoire.

Sous l'influence d'un champ magnétique, le ferrofluide devient anisotrope. Ainsi, une onde lumineuse polarisée rectilignement devient, après traversée de l'échantillon, elliptique. Les caractéristiques de cette ellipse sont : l'inclinaison γ et l'ellipticité ε (figure II.6)

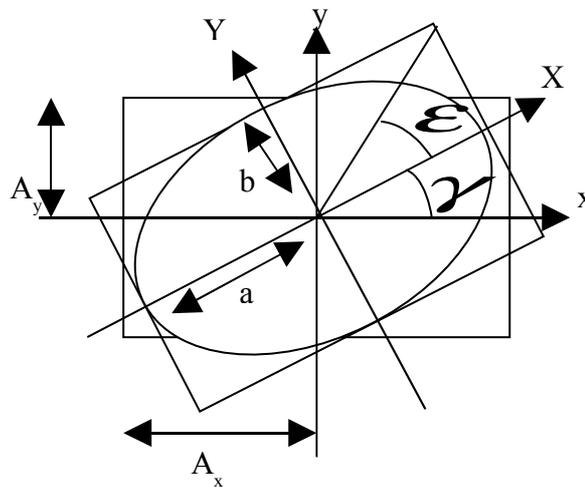


FIG. II.6 – Ellipse représentant l'état général de polarisation

Selon la direction du champ par rapport au vecteur d'onde \vec{k} , on obtient différentes anisotropies parmi lesquelles nous retiendrons les deux principales :

- Si le champ magnétique appliqué est perpendiculaire à \vec{k} , le ferrofluide présente une anisotropie linéaire [9]. Ce sont les effets magnéto-optiques transversaux. Les états propres de polarisation du système sont rectilignes avec des directions définies par les axes parallèle et perpendiculaire au champ magnétique appliqué (et situés dans le plan d'onde).
- Si le champ magnétique appliqué est colinéaire au vecteur d'onde \vec{k} (configuration de Faraday) [9], le liquide magnétique présente une anisotropie circulaire, comme un

matériau massif. On obtient alors les effets magnéto-optiques longitudinaux. Les états propres de polarisation sont circulaires (droite et gauche).

II.4.2 Effets transversaux

L'application d'un champ magnétique de direction orthogonal au faisceau lumineux crée au sein de la solution une anisotropie linéaire. Les états de polarisation rectilignes parallèle et orthogonal au champ sont les états propres caractérisés par des indices de réfraction.

Après traversée de la lumière d'une longueur e , le rapport de coefficient de transmission entre ses deux états propres s'écrit :

$$\frac{t_x}{t_y} = \tan \psi \exp(j\Delta) \tag{II-3}$$

Ou Δ et ψ sont des paramètres ellipsométriques respectivement liés au déphasage et à la différence d'absorption.

$$\Delta k = \frac{\lambda}{2\pi e} \ln(\tan \psi) = \frac{\lambda}{\pi e} \left(\psi - \frac{\pi}{4} \right) \tag{II-4}$$

$$\Delta n = \frac{\Delta \lambda}{2\pi e} \tag{II-5}$$

Dans le cas d'un faisceau incident et polarisé rectilignement, les caractéristiques de l'ellipse émergente (figure II.7) sont données par les relations [48]:

$$\tan 2\gamma = \frac{2 \tan \theta \tan \psi \cos \Delta}{\tan^2 \psi - \tan^2 \theta} \tag{II-6}$$

$$\sin 2\varepsilon = \frac{\tan \theta \tan \psi \sin \Delta}{(\tan \psi)^2 + (\tan \theta)^2} \tag{II-7}$$

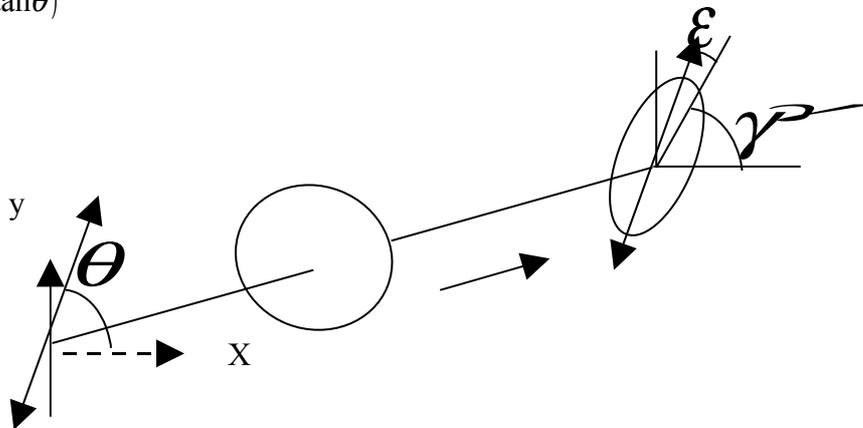


FIG. II.7 – Modification de la polarisation dans le cas de l'anisotropie linéaire

Avec θ : l'angle de la polarisation linéaire incidente par rapport à Ox.

II.5 Effets influants sur l'accord de phase

La Fig. II-8 représente un guide d'ondes rectangulaire de constante diélectrique \mathcal{E} . Avec $\epsilon_s = n_s^2$ et $\epsilon_c = n_c^2$. La constante diélectrique pour la région du film guidant $\epsilon_g = n_g^2 + \Delta\epsilon$ est la contribution d'un indice de réfraction isotrope à faibles pertes n_g et un indice résiduel $\Delta\epsilon$. Une perturbation $\Delta\epsilon$ provient de la contribution de plusieurs éléments.

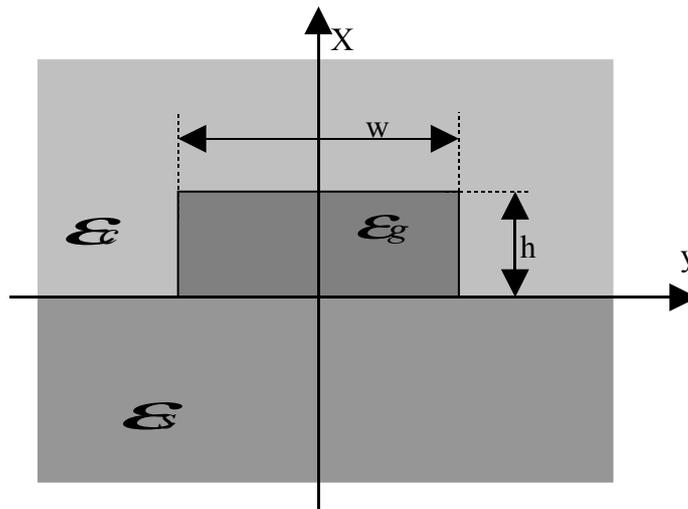


Fig. II.8 -Guide d'onde de type rib.

Les paramètres structurels sont la taille h, la largeur w et les constantes diélectriques $\epsilon_s, \epsilon_g, \epsilon_c$ de substrat, du film de guidage, et de couverture respectivement, x et y indiquent les axes, la direction y est parallèle à la surface du substrat. La propagation de la lumière se fait suivant l'axe z.

II.5.1 Cœur magnéto-optique

La contribution de la constante diélectrique du coeur $\Delta\epsilon_{mo}$ du à l'affect magnéto-optique linéaire peut être écrite ainsi :

$$\Delta\epsilon_{mo} = i\xi \begin{pmatrix} 0 & \cos\theta & -\sin\theta \\ -\cos\theta & 0 & 0 \\ \sin\theta & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{II-8}$$

Elle représente l'effet d'une magnétisation statique ajustée sous un angle θ suivant l'axe Z dans le plan $Y-Z$ parallèle au substrat. ξ est lié spécifiquement à la constante de Faraday θ_F par $|\xi| = n_g \lambda \theta_F / \pi$.

Puisque ξ est proportionnel à la magnétisation statique, son signe va changer en fonction de cette magnétisation. En ce qui concerne la rotation de polarisation, la propagation des modes dans le sens inverse pour une distance négative $-Z$ devient équivalente à la propagation directe des modes pour une distance Z . En même temps le déphasage magnéto-optique est inversé dû au changement $\xi \rightarrow -\xi$.

II.5.2 Anisotropie diagonale

Pour un film magnéto-optique, l'anisotropie provoquée par l'induction et l'effort rendent la composante diagonale du tenseur de la constante diélectrique suivant x différente des éléments à la position y et z . Nous expliquons cet effet par un paramètre d'anisotropie a dont la perturbation correspond à la constante diélectrique :

$$\Delta \epsilon_{anis} = \frac{a}{2} \begin{pmatrix} -100 \\ 0 & 10 \\ 0 & 01 \end{pmatrix} \quad (\text{II-9})$$

Où $\Delta \epsilon_{anis}$ est responsable du déphasage additionnel.

II.5.3 Absorption

Si le matériau du coeur atténue l'intensité de l'onde plane selon la loi $\approx \exp(-Dz)$ avec une constante d'atténuation D , cet effet peut être modélisé par une perturbation isotrope mais imaginaire de la constante diélectrique

$$\Delta \epsilon_{abs} = -in_g D/k. \quad (\text{II-10})$$

II.6 Principe de fonctionnement d'un isolateur

Le principe de fonctionnement d'un isolateur est basé sur la rotation de polarisation magnéto-optique d'un guide d'onde de longueur totale $L=L_c/2$ qui est placé entre un premier polariseur

ajusté sur la position TE et un deuxième polariseur ajusté d'un angle de 45° par rapport à la direction Y .

La simulation de la propagation directe de la lumière se fait à l'aide d'un faisceau avec polarisation TE (puissance d'entrée P_m). La puissance p_{out}^f de rendement direct est déterminée par la projection de l'intensité dans la direction du deuxième polariseur :

Nous supposons que toute la puissance derrière le polariseur est détectée. Alors, la propagation de la lumière de retour commence par une polarisation à 45° du faisceau et donc la puissance de rendement du retour est p_{out}^b

II .7 Tolérances de fabrication

Tous les paramètres sont notés en général q , la perturbation d'un paramètre q à $q+\delta$ résulte par exemple d'une conversion $R_{q+\delta}(L_{c,q})$. La déviation Δq est maximale pour une dégradation de conversion limitée donnée par $\Delta R=1-R_{q+\Delta q}(L_{c,q})$. Elle est définie comme une tolérance du paramètre q .

Supposons que l'amplitude du mode final de l'analyse directe soit égale à l'amplitude du mode initial inverse, le chemin de la lumière combinée est équivalent à une propagation du mode couplé au plus égale au double de la longueur du guide $2L$. Dans la direction directe aucune puissance n'est perdue, $p_{in}=p_{out}^f$. Quand à la puissance transportée dans la direction de retour, elle est donnée par l'amplitude finale du mode TE $p_{out}^b=p_{out}^f(1-R(2L))$. La déviation ou la perturbation du rapport de conversion de puissances est égale à $\Delta R=1-R(2L)$

Nous considérerons séparément à chaque fois l'influence de chacun de ces paramètres q , alors que tous les autres paramètres sont maintenus fixes à leurs valeurs optimales. Si q optimal est ajusté, nous avons l'accord de phase dans le guide d'onde de longueur $\frac{L_{c,q}}{2}$ avec $R_q(L_{c,q})=1$.

II.7.1 Paramètres de base

Supposant que q soit un des paramètres $n_s, n_c, n_g, h, w, \lambda$ (où nous gardons ξ constante). Dans la théorie de perturbation du premier ordre, la variation δq n'affecte pas la forme des champs

de mode de base et le coefficient de couplage k . En même temps, un petit décalage $(\partial_q \beta'_j) \delta q$ de la constante de propagation désaccorde la phase de $\Delta \beta'_{q+\delta q} = (\partial_q \beta'_{TE} - \partial_q \beta'_{TM}) \delta q$. Le développement de $R_{q+\delta q}(L_{c,q})$ au second ordre donne $R_{q+\delta q}(L_{c,q}) \approx 1 - (\partial_q \beta'_{TE} - \partial_q \beta'_{TM})^2 \delta q^2 / 4|k|^2$, pour que la quantité $1 - \Delta R$ soit importante, le paramètre q ne doit pas varier par pas plus que ci dessous

$$\Delta q = \pm \frac{2|k|\sqrt{\Delta R}}{|\partial_q \beta'_{TE} - \partial_q \beta'_{TM}|} \quad (\text{II-11})$$

Les tolérances pour la hauteur, et la largeur du rib ainsi que l'indice de réfraction augmentent linéairement avec la permittivité ξ [49], c.-à-d. linéairement avec la rotation de Faraday θ_F . Ainsi les matériaux à effet magnéto-optique amélioré mèneront non seulement à des dispositifs de plus faibles dimensions mais également de plus grandes tolérances.

Pour une évaluation de l'équation (II-11), toutes les expressions doivent être exprimées en fonction du gradient de la constante de propagation.

Notons que les constantes de propagation β sont des fonctions homogènes de degré -1 pour les paramètres dimensionnels appropriés, c.-à-d. $\beta(x\lambda, xw, xh) = \beta(\lambda, w, h)/x$, leurs dérivées en ce qui concerne la longueur d'onde peuvent être exprimées en termes de gradients de h et w

$$\partial_\lambda \beta = -\frac{1}{\lambda} (\beta + w \partial_w \beta + h \partial_h \beta) \quad (\text{II-12})$$

Les équations (II-11), (II-12) appliquées à $q = \lambda$ assument que tous les autres paramètres du matériau sont fixés.

II.7.2 Longueur du guide d'onde et paramètres magnéto-optique

La longueur optimale pour un accord de phase est donnée par $L = \pi / 4|k|$. Une variation δL modifie le rapport de transfert de puissance finale à $R(2(L + \delta L)) \approx 1 - (\pi \delta L / 4L)^2$. Ainsi la tolérance pour la longueur du dispositif est de

$$\Delta L = \pm \frac{1}{2|k|} \sqrt{\Delta R} = \pm \frac{1}{\pi} L_C \sqrt{\Delta R} .$$

(II-13)

ΔL est la tolérance qui est directement proportionnelle à la rotation de Faraday.

Concernant la rotation θ_F elle-même, l'expansion de $R_{\xi+\delta\xi}(L_{c,\xi}) = \sin^2(\pi(1+\delta\xi/\xi)/2)$ mène aux

$$\text{tolérances : } \Delta\xi = \pm \frac{2}{\pi} \xi \sqrt{\Delta R} \text{ ou } \Delta\theta_F = \pm \frac{2}{\pi} \theta_F \sqrt{\Delta R} . \quad (\text{II-14})$$

Assumons que le paramètre de la rotation de Faraday est un paramètre dépendant de la température $\partial_T \theta_F$, un guide d'onde optimal devrait fonctionner correctement à une température ambiante de tolérance :

$$\Delta T = \pm \frac{2}{\pi} \frac{\theta_F}{\partial_T \theta_F} \sqrt{\Delta R} \quad (\text{II-15})$$

Par l'évaluation $R_{\delta\theta}(L_{c,\theta}) = \sin^2(\pi \cos(\partial\theta)/2)$, l'angle de magnétisation θ peut être critique, il est donné par :

$$\Delta\theta = \pm \frac{2}{\sqrt{\pi}} (\Delta R)^{1/4} \quad (\text{II-16})$$

Si on admet que $\Delta R = 0.001$ ou (0.01) , θ peut dévier de l'optimum 0° de $\pm 11^\circ$ ou $(\pm 20^\circ)$

II.7.3 Anisotropie

Si on modifie le paramètre d'anisotropie de la quantité ∂a on décale les constantes de propagation de $\partial a A_j / 2$. Par conséquence, a doit être connue avec une tolérance de

$$\Delta a = \pm \frac{4|k| \sqrt{\Delta R}}{|A_{TE} - A_{TM}|} . \quad (\text{II-17})$$

Si on compare un guide d'onde avec un cœur isotrope et de dimensions w et h , à un guide d'ondes avec un cœur anisotrope, pour achever l'accord de phase pour ce dernier on modifie légèrement la géométrie, par exemple pour des paramètres w et $h + \delta h$ tel que :

$$\delta h = - \frac{a(A_{TE} - A_{TM})}{2(\partial_h \beta_{TE} - \partial_h \beta_{TM})} \quad (\text{II-18})$$

II.7.4 Exemples de calculs des tolérances :

Pour mettre en évidence la sensibilité extrême de l'état de l'accord de phase, les limites pour que l'isolement soit réalisable au maximum devraient être considérés avec prudence. Cependant, les tendances et les évaluations observées pour des tolérances de fabrication semblent être fiables. Notons que les valeurs limites pour la conversion de polarisation ΔR peuvent être traduites en limites pour l'isolement $IS = -10 \log(\Delta R)$ de 30 dB, 20 dB, 13 dB, 10 dB, pour des valeurs de ΔR , 0.001, 0.01, 0.05, 0.1 successivement.

Le désaccord de phase $\Delta\beta$ est très liée à la variation ΔR alors que pour $\Delta\beta=0$ on a $\Delta R=0$, pour cela on a quelques exemples de calculs des tolérances des paramètres qui peuvent influencer sur l'accord de phase :

- La valeur de θ doit être ajustée à $\pm 11^\circ$ ($\pm 20^\circ$) pour garantir $\Delta R \leq 0.001$ ($\Delta R \leq 0.01$).
- Pour ΔR au-dessous de 0.001 (0.01), la constante diélectrique non diagonale doit être maintenue à $\xi = 0.005$ avec une tolérance de $\pm 1.0 \times 10^{-4}$ ($\pm 3.2 \times 10^{-4}$).
- Ceci correspondent aux tolérances pour la rotation de faraday $\theta_F = 3000^\circ/\text{cm}$ de $\pm 60^\circ/\text{cm}$ ($\pm 191^\circ/\text{cm}$).
- Pour le coefficient typique de la température $\partial\theta_F/\partial T = 3.19^\circ/\text{cm K}$ à la température ambiante, cette dernière ne doit pas varier de plus de 19K (60K), alors que les coefficients de la température de toutes les autres couches sont négligés.
- Pour une anisotropie $a = 0.01$, Δa doit être connu avec une exactitude très précise, évaluée à 3.10^{-4} , 10.10^{-4} , 22.10^{-4} , 31.10^{-4} , pour des données de ΔR (0.001, 0.01, 0.05, 0.1).

II.8 Excitation de modes guidés

Nous présenterons ici les trois techniques les plus couramment utilisées pour injecter de la lumière dans une couche mince. Rappelons simplement que la propagation d'onde dans ce type de structure se fait seulement selon des modes guidés possédants des indices effectifs particuliers (voir chapitre I). Les techniques d'excitation doivent donc permettre d'injecter le maximum de puissance lumineuse dans ces modes.

II.8.1 Injection par la tranche

Le principe de l'injection par la tranche est schématisé sur la figure II.9. Inspiré de ce qui se fait en espace libre, il s'agit de la méthode d'excitation la plus naturelle. Elle consiste à focaliser un faisceau lumineux sur la face d'entrée d'un guide planaire, au moyen d'un objectif de microscope. Le faisceau peut provenir d'un laser, d'une fibre optique ou d'un autre guide. Cependant, pour avoir un recouvrement important entre le profil de l'amplitude du faisceau et celui des modes, l'épaisseur du guide planaire ne doit pas être trop faible.

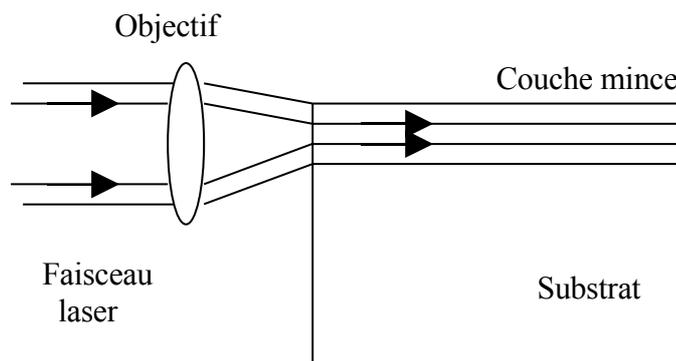


FIG. II.9 - *Injection de lumière par la tranche, dans une couche mince.*

La mise en œuvre de cette méthode nécessite de réaliser un polissage de qualité de la tranche d'entrée, sans détériorer le guide. Cela constitue une limitation pour une application aux guides sol gel qui ne peuvent être polis facilement. Il est néanmoins possible de leur appliquer ce type d'injection si, au préalable, le guide a subi une préparation particulière : dépôt sur silicium recouvert de silice et clivage selon un plan cristallin du silicium [50].

Cependant l'injection par la tranche ne permet pas de sélectionner le mode à exciter. Il y'aura couplage sur chacun des modes de la structure, avec des niveaux d'énergie différents.

Les deux techniques suivantes permettent, quant à elle, de faire cette sélection du mode dans lequel on veut injecter la puissance lumineuse.

II.8.2 Couplage par réseau

Pour réaliser ce type de couplage, il faut graver un réseau à la surface du guide. Une onde incidente, inclinée d'un angle θ_m par rapport à la normale, éclaire le réseau qui la diffracte (figure II.10.)

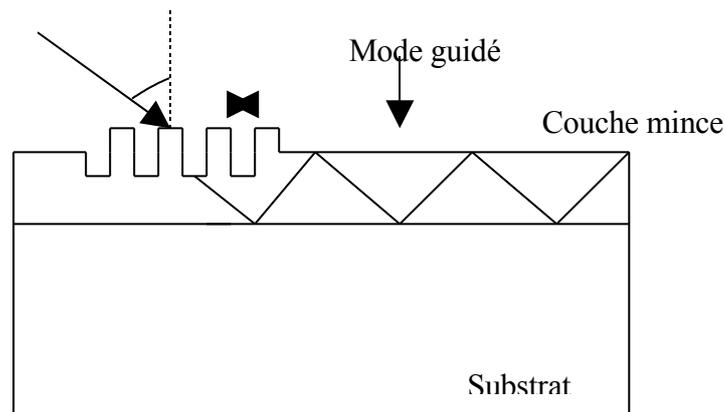


FIG. II.10 - Illustration du couplage par réseau de diffraction.

Il peut, alors, y avoir couplage entre un mode guidé et un ordre de diffraction produit par le réseau [51]. Pour cela, il faut réaliser la condition d'accord de phase suivante :

$$\beta_m = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_m + \frac{2\pi l}{\Lambda} \tag{II-19}$$

Où l est l'ordre diffracté, λ la longueur d'onde lumineuse, Λ le pas du réseau et β_m la constante de propagation du mode guidé. Cette condition d'accord de phase, obtenue par conservation de la composante tangentielle des vecteurs d'onde, est tout à fait similaire à celle évoquée à propos de la conversion magnéto-optique TE-TM (paragraphe I.2.2.1). C'est une condition générale du couplage de mode : pour obtenir un rendement efficace, les modes doivent posséder la même constante de propagation [14].

Cette condition d'accord de phase rend cette technique de couplage sélective. On choisit le mode à exciter en faisant varier l'angle d'incidence θ_m . Par contre, l'utilisation du réseau en coupleur nécessite une étape technologique pour sa réalisation. Cette étape de microstructuration n'est pas forcément simple à mener

Le couplage par prisme ne présente pas ce désavantage et constitue la méthode la plus simple pour injecter de la lumière dans un guide planaire [52,53].

II.8.3 Couplage par prisme

Le couplage par prisme consiste à placer un prisme d'indice n_p supérieur à l'indice de la couche mince, sur la surface de celle-ci (Figure II.11)

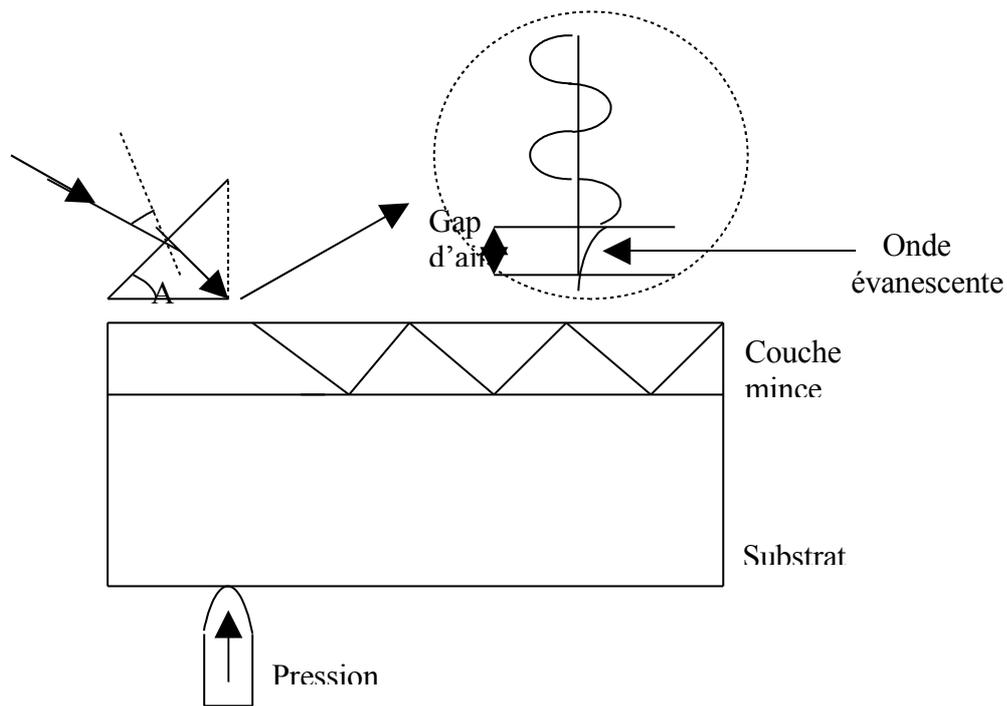


FIG. II.11 – *Illustration du couplage par prisme. A et n_p sont respectivement l'angle et l'indice du prisme*

Un faisceau laser, incliné d'un angle θ_m par rapport à la normale à la face d'entrée, est envoyé sur le prisme. L'angle d'incidence est réglé de façon à être en réflexion totale sur la base. En ce point est créée, dans le gap d'air entre le prisme et la couche, une onde évanescente. Sous condition d'accord de phase, cette onde peut exciter un mode guidé, et ainsi, créer un transfert d'énergie de l'onde incidente vers le mode guidé[54,52].

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 de phase s'écrit :

$$N_m = n_p \sin(A + \arcsin(\frac{\sin \theta_m}{n_p})) \tag{II-20}$$

N_m Est l'indice effectif du mode guidé, A et n_p sont respectivement l'angle et l'indice du prisme. Pour obtenir cette relation, il faut également appliquer la conservation de la composante tangentielle des vecteurs d'onde à l'interface prisme couche-couche, puis utiliser les lois de la

réfraction à l'intérieur du prisme. Les angles θ_m , qui réalisent cet accord de phase, sont appelés *angles synchrones*.

Le couplage par prisme est une méthode sélective et non destructive, qui permet d'obtenir une efficacité de couplage théorique 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% [55]. De plus, par symétrie de la propagation de la lumière, un tel prisme peut servir à découpler le mode guidé. Ainsi, il est possible de propager le mode sur une certaine distance avant de le découpler [52].

II.9 Simulation des résultats par le logiciel fimmwave

II.9.1 Accord de phase pour différentes valeurs de h et w

Pour mettre en évidence la sensibilité extrême de l'état d'accord de phase nous avons simulé des résultats trouvés dans la littérature [49] par le logiciel fimmwave. La structure du guide considéré est présentée en figure II-8 avec $n_s=1.95, n_g=2.302, n_c=1.0$. Pour quatre valeurs données de la largeur W (0.6340, 0.8260, 1.0118, 1.1975), on calcule l'accord de phase en fonction de l'épaisseur h. On détermine la valeur de h correspondant à une biréfringence de mode nulle Figure II-12. Sur la figure II-13, nous maintenons l'épaisseur h constante, on calcule la variation de la constante de propagation β en fonction la largeur w du cœur de guide.

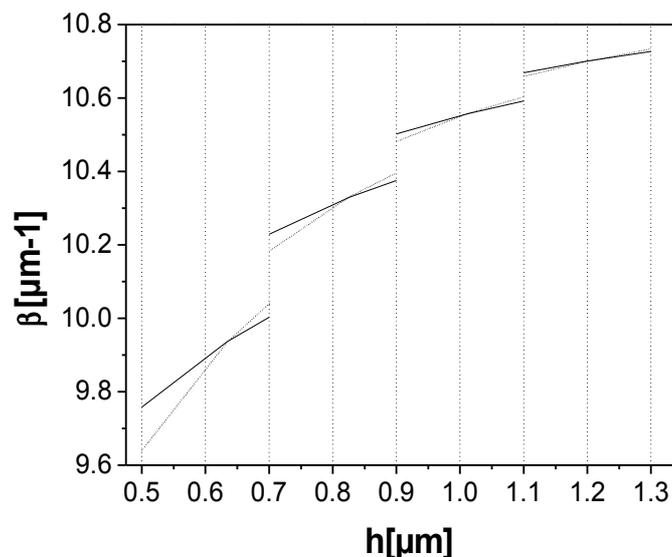


Fig. II-12 Variation de β en fonction de h

———— Mode TE
 Mode TM

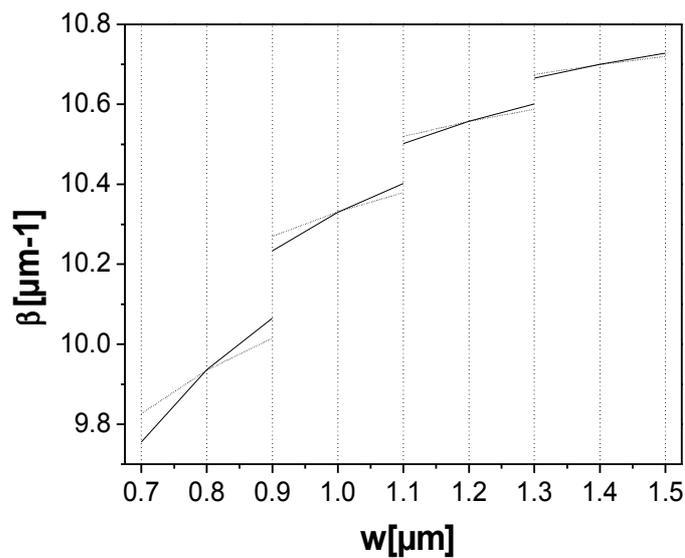


Fig. II.13 Variation de β en fonction de w
 — Mode TE
 Mode TM

Ces deux figures présentent les valeurs optimales de (h) et (w) pour atteindre l'accord de phase, et ce pour les quatre guides d'ondes de différentes dimensions. Les résultats sont déduits des deux figures précédentes et sont donnés sur le tableau 1. La valeur de la longueur d'onde est de $\lambda=1.3\mu m$

Cas	1	2	3	4
$W/\mu m$	0.8	1.0	1.2	1.4
$h/\mu m$	0.6340	0.8260	1.0118	1.1975

Tableau 1

Pour ces quatre valeurs optimisées des dimensions du cœur de guide d'onde, on remarque que la différence ($w-h$) augmente avec l'augmentation de (h) ou (w), ainsi la variation de la largeur ou la hauteur du cœur influe directement sur la valeur de β . Autrement pour les courbes des modes fondamentaux TE, TM (β on fonction de h ou w) pour avoir un accord de phase les deux courbes se croisent à une hauteur h inférieure à la largeur w .

II.9.2 Conversion de la puissance entre les modes TE_0 et TM_0 pour différent valeurs de h et w

Les figures (II-14),(II-15) montrent la variation du rapport de transfert de puissance R entre les modes TE_0 et TM_0 en fonction de la variation des dimension du cœur (film) h et w . Les courbes tracées en couleur pour quatre guides d'ondes différents présentent le rapport de transfert de puissance entre les modes TE_0 et TM_0 . Les courbes en noir présentent le rapport de transfert de puissance maximum R_{max} . On remarque que les quatre valeurs de h et w du tableau 1 correspondant à l'accord de phase $\Delta\beta=0$ présentent un pourcentage de conversion de 100% correspondant à $R=R_{max}=1$. Quand le rapport de transfert de puissance R atteint son maximum 1, cela veut dire que toute la puissance a été convertie entre les deux modes fondamentaux (TE_0 et TM_0). (D'un mode à l'autre).

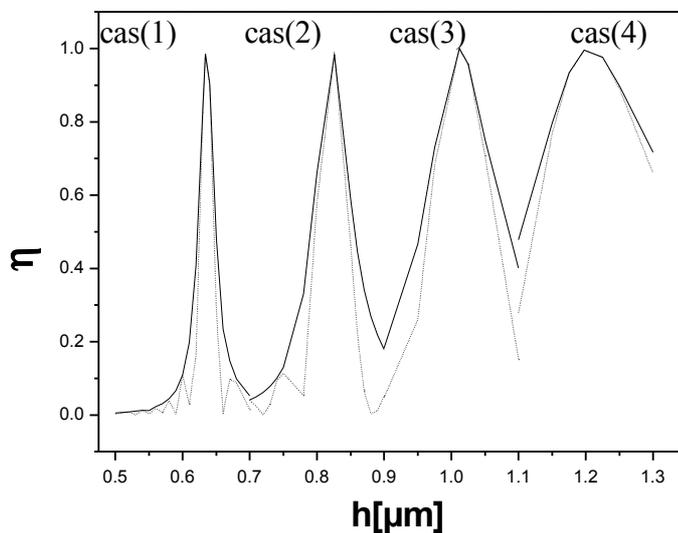


Fig. II.14 Conversion de la puissance en fonction de h

— Variation de la puissance maximum transférée entre les modes TE_0 et TM_0 ,

..... Puissance transférée dans les cas (1), (2), (3) et (4)

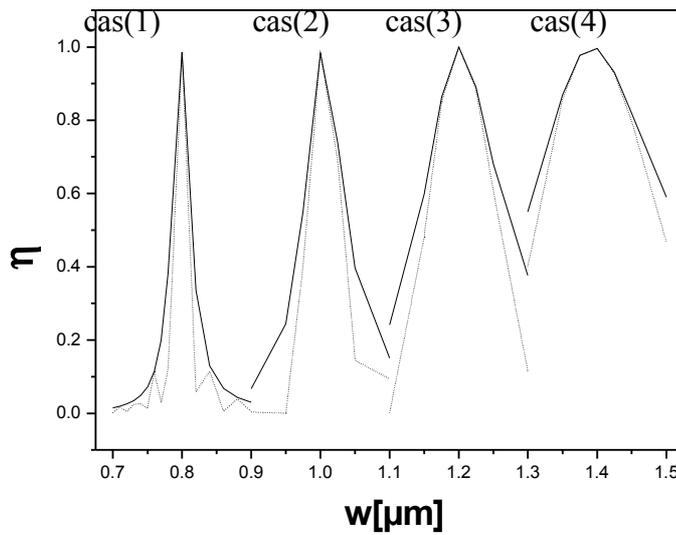


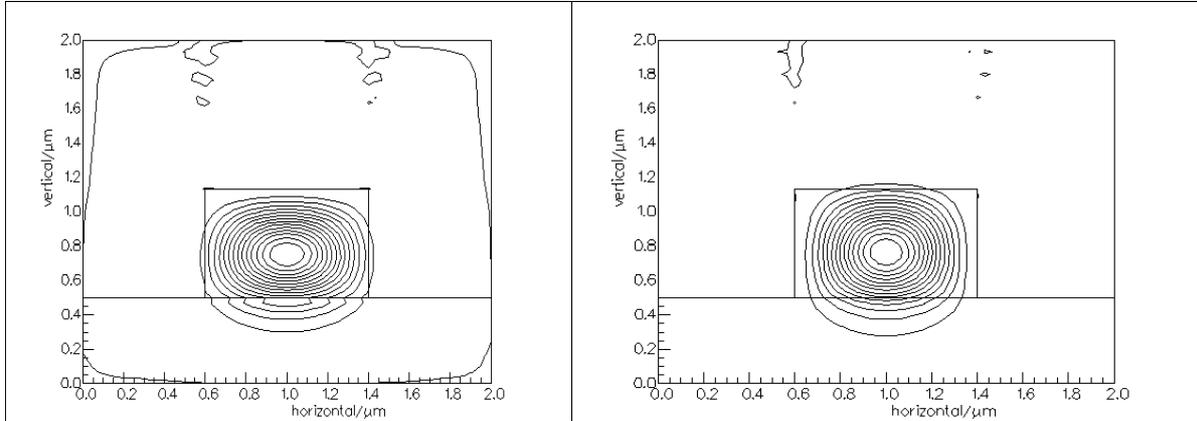
Fig. II-15 Conversion de la puissance en fonction de w

— Variation de la puissance maximum transférée entre les modes TE_0 et TM_0 ,
 Puissance transférée dans les cas (1), (2) (3) et (4)

Pour les deux figures fig. II-14, II-15 le rapport de transfert de puissance est calculé pour une longueur de conversion correspond au quatre guides d'onde (1), (2),(3), et (4) respectivement $L_c(1) = 357\mu\text{m}$, $L_c(2) = 325\mu\text{m}$, $L_c(3) = 315\mu\text{m}$, $L_c(4) = 309\mu\text{m}$, trouvés dans la littérature [49] A partir de ces longueurs de conversion correspondant à h et w donnés sur le tableau (1), on déduit que si le dimensionnement d'un guide augmente la longueur de conversion diminue.

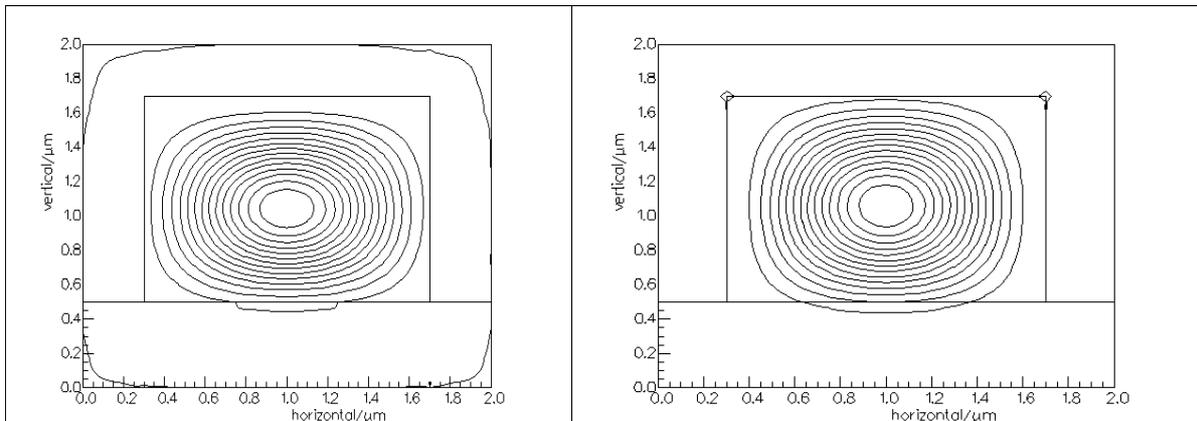
II.9.3 Comparaison entre deux guide d'onde de cœur différent

Nous allons comparer deux guides d'onde dont les dimensions du cœur sont différentes. Guide 1 et 2 du tableau 1.



Mode TM_0 pour le guide N°1
 $\beta_{TM} = 9.93509 \mu m^{-1}$
 $n_{eff} = 2.05558$

Mode TE_0 pour le guide N°1
 $\beta_{TE} = 9.93615 \mu m^{-1}$
 $n_{eff} = 2.05580$



Mode TM_0 pour le guide N°4
 $\beta_{TM} = 10.69922 \mu m^{-1}$
 $n_{eff} = 2.21368$

Mode TE_0 pour le guide N°4
 $\beta_{TE} = 10.69989 \mu m^{-1}$
 $n_{eff} = 2.21382$

Fig. II-16 Lignes de champ dans les deux guides

Sur la figure II-16 on remarque que le confinement du signal en ce qui concerne les modes fondamentaux TE_0 et TM_0 est meilleur dans le guide d'onde (4) qui est le plus large. Pour le guide étroit le signal déborde dans le substrat. Les amplitudes des composantes TE_0 et TM_0 sont presque égales pour les deux guides d'ondes, et la petite différence provient de la

discontinuité diélectrique. Quant à l'accord de phase il est mieux réalisé pour les guides à cœur large c'est à dire le guide N° 4 , on a:

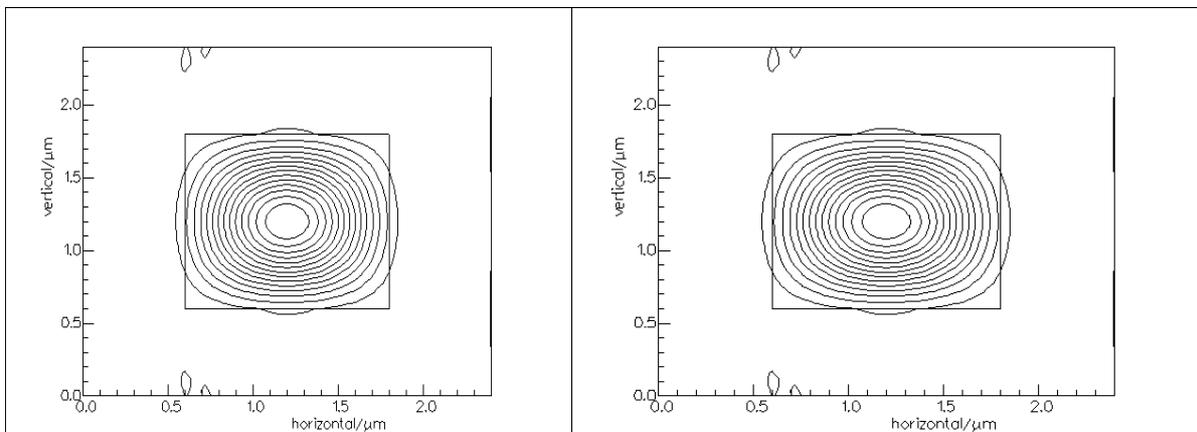
$$(\Delta\beta(1)=1.06\times 10^{-3}\mu m, \Delta\beta(4)=0.67\times 10^{-3}\mu m), (\Delta n_{eff}(1)=0.22\times 10^{-3}, \Delta n_{eff}(4)=0.14\times 10^{-3})$$

II. 10. Guides d'ondes enterrés.

Pour les guides d'ondes enterrés entourés par un revêtement homogène l'état d'accord de phase est réalisé indépendamment de l'effet magnéto optique.

Pour les cœurs étroits peu de puissance est guidée à l'intérieur de la région du cœur magnéto-optique. Ainsi le couplage des modes s'affaiblit, la possibilité d'obtenir un accord de phase diminue et la longueur de conversion L_c augmente. Les cœurs plus larges convertissent la polarisation après une distance proche d'une longueur $L_c^{bulk}=300\mu m$ pour les ondes planes dans un milieu magnéto-optique.

En même temps, la constante diélectrique augmente les tolérance Δh et Δw de manière significative. Les effets de l'épaisseur et la largeur du cœur sont analogues.



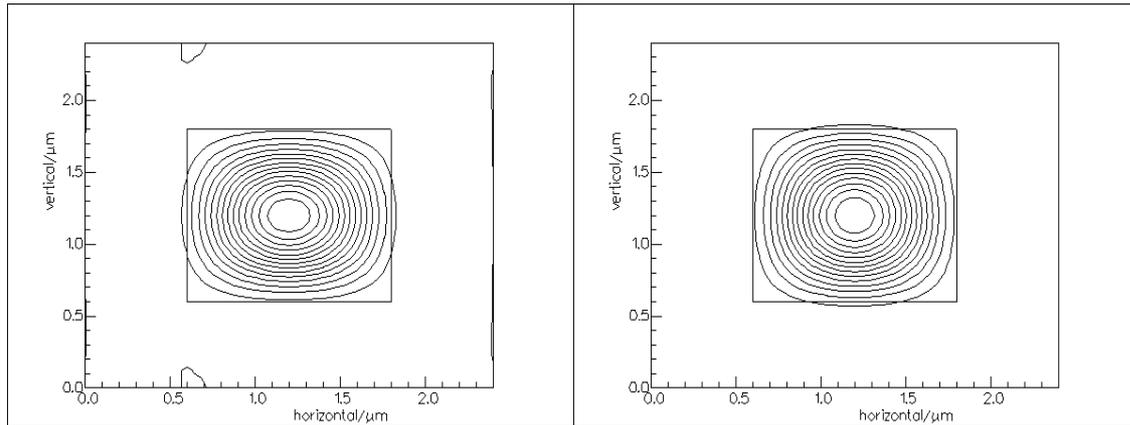
Mode TM₀

$$(\beta_{TM}=10.72489\mu m^{-1}, n_{eff}=2.21899)$$

Mode TE₀

$$(\beta_{TE}=10.72530\mu m^{-1}, n_{eff}=2.21908)$$

Fig. II-17 : Guides d'ondes enterrés $n_f=2.302, n_c=n_s=1.95$



mode TM_0

$$(\beta_{TM} = 11.18856 \mu m^{-1}, n_{eff} = 2.31499)$$

mode TE_0

$$(\beta_{TE} = 11.18863 \mu m^{-1}, n_{eff} = 2.31494)$$

Fig. II-18 Guides d'ondes enterrés $n_f = 2.40, n_c = n_s = 1.95$

On remarque sur les deux figures (II-17) et (II-18) pour deux guides d'ondes enterrés carrés, que réellement il existe toujours un déphasage (désaccord de phase entre les deux modes fondamentaux couplés TM_0, TE_0).

$$(\Delta\beta_1 = 0.41 \times 10^{-3}, \Delta n_{eff1} = 0.86 \times 10^{-3}), (\Delta\beta_2 = 0.07 \times 10^{-3}, \Delta n_{eff2} = 0.05 \times 10^{-3})$$

Pour minimiser ce dernier on réalise des guides d'ondes dont l'indice de réfraction du film est plus élevé (fig.II-18), ce qui le rend moins proche de l'indice de réfraction du matériau de couverture. Donc le confinement augmente et le désaccord de phase diminue ($\beta = k_0 n_{eff}$). Pour diminuer le désaccord de phase, on agit donc sur les indices de réfraction soit du matériau de couverture soit du film.

II .11. Conclusion

Cette étude des propriétés de l'isolation, a permis d'une part de connaître les différentes techniques utilisées pour les composants d'isolation, et d'autres part de souligner la nécessité de l'accord de phase pour optimiser le taux d'isolation. Cette dernière est une condition essentielle pour un isolement parfait. Pour réaliser cette condition nous utilisons des méthodes d'optimisation en agissant sur les paramètres des guides d'ondes de type rib où des guides carrés enterrés.

Dans le cadre de la théorie de mode couplé pour des cœurs magnéto- optiques nous avons utilisées les différentes expressions de perturbation du guide d'onde. L'accord de phase obtenu avec les valeurs directement calculées (paragraphe II-9) est suffisant pour l'évaluation des tolérances qui permettent la réalisation de l'accord de phase entre les modes fondamentaux TE, TM dans un isolateur.

La condition d'exactitude des tolérances pour les guides d'ondes enterrés est moins critique à réaliser que pour les guides d'ondes de type rib simples. Mais leur fabrication sera plus compliquée, et les guides d'ondes ne sont plus accessibles pour des étapes d'ajustement additionnelles.

Les particules magnétiques nanométriques dans un porteur liquide s'appellent les ferrofluides. Ces particules hybrides ont été largement étudiées, elles sont à la base de la réalisation de dispositifs très intéressants pour des applications magnéto-optiques. Ces dernières acquièrent une anisotropie optique réversible sous l'influence d'un champ magnétique [56].

Ce phénomène est exploité quant à la fabrication de composants biréfringents obtenus en dopant une solution de *SiO₂/TiO₂* à l'aide de particules de Maghémite γ -Fe₂O₃ pour ajuster ou minimiser le désaccord de phase, lié à la biréfringence. Nous nous intéressons à la réaction de l'échantillon obtenu suivant l'orientation du champ magnétique et par l'ajustement de la couche mince.

III.1 PROPRIETES DES NANOPARTICULES MAGNÉTIQUES

III.1.1 Ferrofluides

Pour un champ magnétique égal à zéro, les ferrofluides sont isotropes, mais ces derniers acquièrent une anisotropie optique quand un champ non nul magnétique est appliqué. Deux cas peuvent se présenter:

- L'anisotropie est linéaire pour la configuration où la direction du champ magnétique appliqué est perpendiculaire au faisceau lumineux. Les états spécifiques de la polarisation sont linéaires et parallèles ou orthogonaux à la direction du champ. La différence d'indice entre ces polarisations est connue.

- L'anisotropie est circulaire en configuration longitudinale de Faraday (la direction du champ magnétique appliqué est parallèle au faisceau lumineux). Les états spécifiques de polarisation sont circulaires et le ferrofluide se comporte comme un rotateur de Faraday.

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

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

III.1.2 Matrice de silice monolithique dopée par des nanoparticules

Ce genre de structure est obtenu en utilisant le processus sol-gel. Avant la gélification, le ferrofluide qui est du maghémite γ -Fe₂O₃ est ajouté dans la solution menant à une collection uniforme de particules emprisonnées dans la matrice de silice. L'étude de la biréfringence et de la rotation linéaire de Faraday pour ces composants a mené à différentes conclusions :

- Il n'y a aucune biréfringence linéaire dans l'échantillon synthétisé en l'absence de champ magnétique [46]. Les nanoparticules sont aléatoirement orientées et ne peuvent se déplacer dans la matrice de silice : le milieu est isotrope. Cependant les échantillons synthétisés sous l'influence d'un champ magnétique présentent une anisotropie permanente qui a une valeur très proche de celle du ferrofluide. L'axe optique des particules est orienté dans une direction préférentielle et le milieu est optiquement uniaxial. Après la gélification, les particules sont verrouillées et n'importe quel champ magnétique peut changer la biréfringence.
- Aucune anisotropie circulaire permanente n'est observée qu'un champ magnétique soit appliqué pendant la gélification ou non [46].

Nous tirons profit de ces deux propriétés, pour développer une méthode pour l'ajustement de l'accord de phase des modes fondamentaux TE-TM dans les guides d'ondes plan magnéto optiques.

Buts

De même que dans les matériaux solides, la rotation de Faraday est également observée dans les guides d'ondes magnéto-optique et cause la conversion de mode guidé entre modes TE et TM. Cependant son efficacité est fortement affectée par la différence entre leurs constantes de propagation $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM}$. Le rapport de conversion maximum R_{\max} des modes TE-TM induit par effet Faraday est exprimé par l'équation (I-27), où θ_F est la rotation de Faraday par unité de longueur du matériau constituant le guide d'onde. Ainsi afin de réaliser la conversion à 100%, l'état d'accord de phase est exigé ($\Delta\beta \approx 0$).

Le désaccord de phase provient de deux phénomènes différents: la biréfringence optique du matériau des guides d'ondes qui est souvent provoquée par l'effort interne, et la différence de

l'indice de réfraction effective des modes TE et TM du guide d'onde diélectrique isotrope. Pour ces deux paramètres si le matériau est isotrope, les constantes de propagation de TE et de TM sont différentes.

Plusieurs techniques ont été employées pour réaliser la condition d'accord phase: comme par exemple l'application d'un l'effort externe (chapitre I) etc....

Nous présentons dans ce mémoire une autre technique exploitant les propriétés de la matrice de sol-gel dopée par des nanoparticules ainsi que les dimensions de la couche mince. Des nanoparticules magnétiques sont présentés dans une couche mince de *SiO₂/TiO₂* induites par un processus sol-gel. Un champ magnétique est appliqué au film pendant la phase de gélification pour créer une anisotropie permanente. Selon l'orientation du champ (dans le plan ou en dehors) le désaccord de phase $\Delta\beta$ peut être augmenté ou réduit. Puisque les nanoparticules sont magnéto optiquement active un rendement de conversion élevé devrait apparaître dès l'application d'un champ magnétique longitudinal. Dans ce travail, nous nous intéressons à l'influence du champ de gélification et les dimensions de la couche mince sur le désaccord $\Delta\beta$.

III.2 LES COUCHES MINCES EN SiO₂/TiO₂ :

III.2 .1 Préparation

Pour la préparation du sol-gel on utilise la matrice de silice dopée par des nanoparticules. Les produits de départ sont le methyltriethoxysilicate (*MTEOS*) et le tetrabutylorthotitanate ($Ti(OBu_5)_4$) avec une solution mélangée de *C₂H₅OH* et diluée par le *HCL*. La solution est plus tard remuée à la température ambiante pendant plusieurs heures.

Le ferrofluide est ajouté à cette préparation, on remue de nouveau la solution avant de la passer dans un filtre. Le ferrofluide est du maghemite (nanoparticules de (γ Fe₂O₃)). Comparé aux échantillons monolithiques, un précurseur de *TiO₂* a été ajouté afin d'obtenir un indice de réfraction du cœur plus élevé que celui du substrat. Le rapport du précurseur est *SiO₂* (2/3) et *TiO₂* (1/3).

On emploie la technique dite de dip-coating [29] (voir paragraphe ci dessous) pour former une couche de couverture sur un substrat de pyrex ($n_s= 1.472$; $\lambda = 632,8\text{nm}$). L'appareil dip-coating est placé dans le champ magnétique d'un électro-aimant. Les échantillons demeurent pendant une durée de vingt minutes sous l'influence de ce champ et sont soumis par la suite à des recuits thermiques de 500C° pendant trente minutes sous un écoulement de O_2 . Plusieurs couches peuvent être induites.

Cette méthode de fabrication permet la réalisation de guides d'ondes de bonne qualité.

III.2.2 Dépôt de couches minces par la technique de trempage (dip-coating)

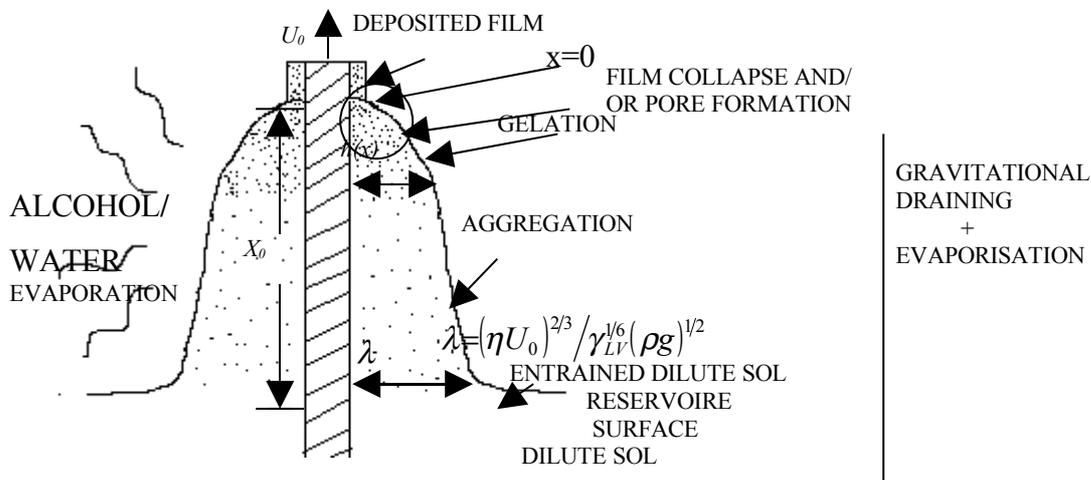


Fig. III.1 SOL-GEL OBTENU PAR DIP-COATING

Dans la technique de trempage le substrat est normalement retiré verticalement du bain à une vitesse constante U_0 (voir figure III-1). Le substrat mobile entraîne le liquide dans la couche de frontière et se divise en deux au-dessus de la surface liquide du bain. 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 de précurseurs se rapprochent et la gélification est initialisée.

Autrement dit pour cette technique l'épaisseur du film déposé est liée à la position de la ligne profilée divisant les couches mobiles ascendantes de haut en bas. Une concurrence entre six forces dans la région de dépôt de film influe sur l'épaisseur du film et la position de la ligne profilée, ce sont des forces dues: (1) à la viscosité sur le liquide par le substrat mobile; (2) la force de gravité; (3) la force résultante de la tension superficielle; (4) la force d'inertie du liquide de la couche de frontière arrivant à la région de dépôt ; (5) le gradient de la tension superficielle; (6) la pression disjointe (ou conjointe) (importante pour les films de moins de 1 μ m d'épaisseur).

L'épaisseur h de la couche mince obtenue est liée à la vitesse de tirage U_0 par la relation :

$$h=c_1(\eta U_0 / \rho g)^{1/2} \tag{III-1}$$

Où la constante c_1 est environ de 0.8 pour le liquide newtonien, η et ρ sont respectivement la viscosité de la solution, et la densité de la solution. Quand les valeurs de la vitesse et de la viscosité du substrat sont faibles (ce qui est souvent le cas pour le dépôt de film de sol-gel), leur équilibre est modulé par le rapport selon la relation dérivée de Landau et Levich [57] :

$$h=0.94(\eta U_0)^{2/3} / \gamma_{LV}^{1/6} (\rho g)^{1/2} \tag{III-2}$$

Où γ_{LV} est la tension d'interface liquide-vapeur

III.2. 3 Substrat utilisé et indice du film guidant

Pour nos simulations nous avons considéré un substrat en pyrex car ce dernier supporte des températures supérieures à celles des autres substrats: 600 °C contre 300 °C-350 °C pour le verre.

On donne l'évolution de l'indice de réfraction de l'oxyde mixte SiO₂-TiO₂ dopé maghémite en fonction de la température de recuit :

Tableau 2

T recuit (°C)	0	400	600
n Indice de réfraction	1.525	1.475	1.62

On constate sur ce tableau une baisse lente de 0 °C à 300 °C, puis une remontée rapide de 400 °C à 600 °C

III.3 Résultats de simulation et discussion

III.3.1 Accord de phase dans un guide d'onde rectangulaire pour différentes valeurs de l'épaisseur h

—

On cherche les conditions à satisfaire pour avoir une biréfringence de modes nulle sur des guides rectangulaires pour la structure envisagée représentée sur la figure III-2.

Guide: $n_f=1.52$ / Epaisseur : $4\mu\text{m} < h < 6\mu\text{m}$

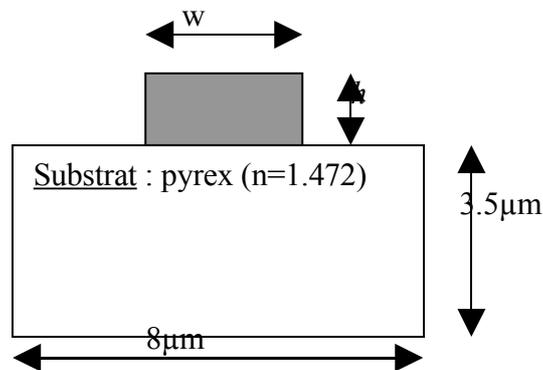


Fig. III.2 Guide d'onde de type rib

Pour h = 6 μ m

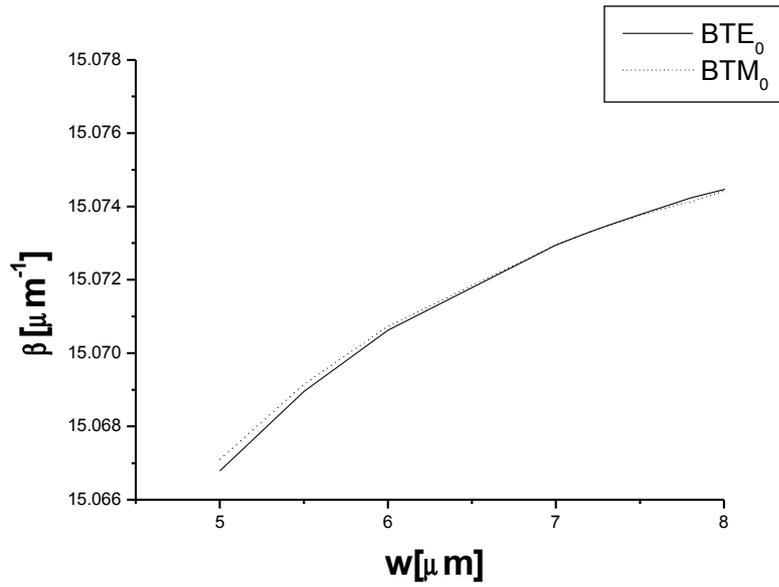


Fig. III.3 Variation de β en fonction de w pour les deux modes fondamentaux

Pour h = 5 μ m

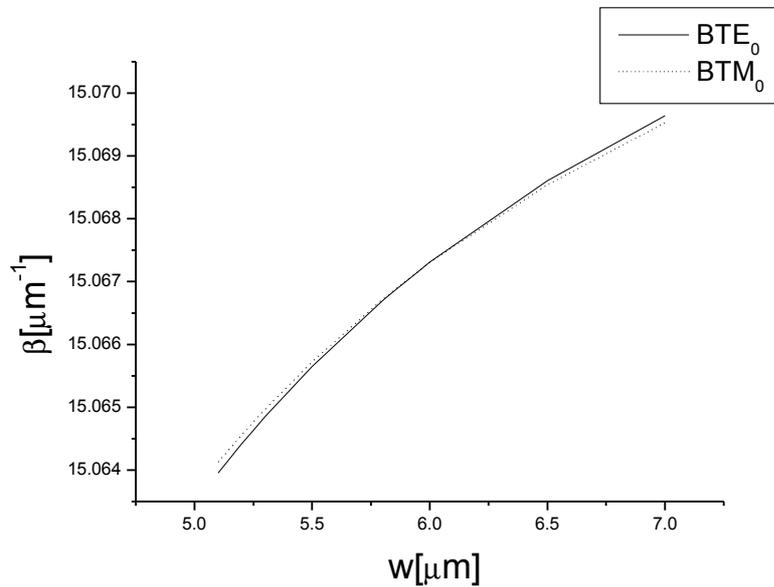


Fig. III.4 Variation de β en fonction de w pour les deux modes fondamentaux

Pour $h = 4\mu\text{m}$

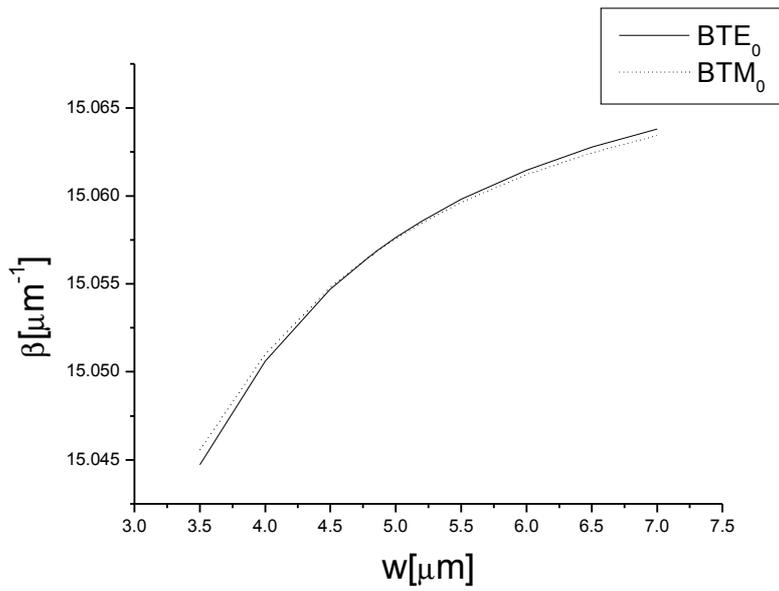


Fig. III.5 Variation de β en fonction de w pour les deux modes fondamentaux et pour $h = 4\mu\text{m}$

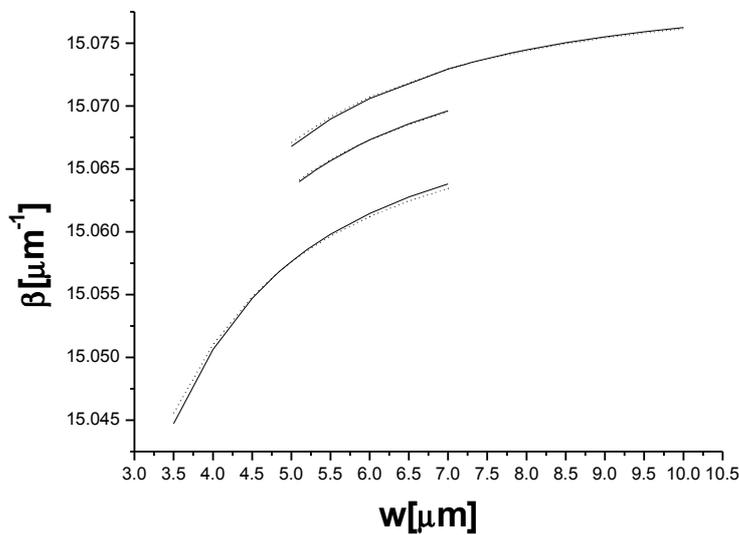


Fig. III.6 Variation de β en fonction de w pour les deux modes fondamentaux et pour $h = 6\mu\text{m}$, $h = 5\mu\text{m}$ et $h = 4\mu\text{m}$

On résume ces différents résultats sur le tableau suivant: on donne w et h qui vérifient $\Delta\beta = 0$

	Guide n°1	Guide n°2	Guide n°3
h	$4\mu\text{m}$	$5\mu\text{m}$	$6\mu\text{m}$
w	$4.8302\mu\text{m}$	$5.9738\mu\text{m}$	$7.1187\mu\text{m}$

Tableau 3

Pour une longueur d'onde $\lambda=633\text{nm}$, et pour satisfaire la condition $\Delta\beta=0$, on constate que la hauteur h doit être légèrement inférieure à w. Autrement pour avoir une annulation de biréfringence de modes $\Delta\beta=0$ pour l'intervalle de h : $4\mu\text{m} < h < 6\mu\text{m}$ les valeurs de w telles que $4.8302 < w < 7.1187$ sont exigées.

III.3.2 Influence de la différence d'indice de réfraction entre le film guidant et le substrat sur l'accord de phase

La structure du guide est la suivante (fig. III.7) :

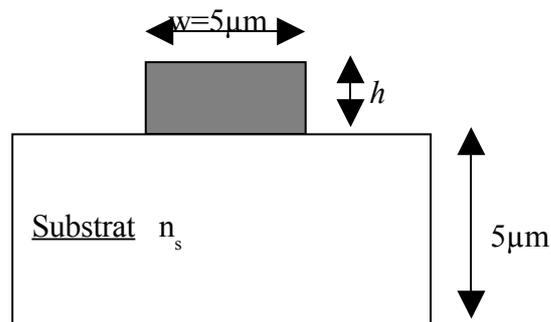


Fig. III.7 Guide d'onde de type rib $n_f=1.52$

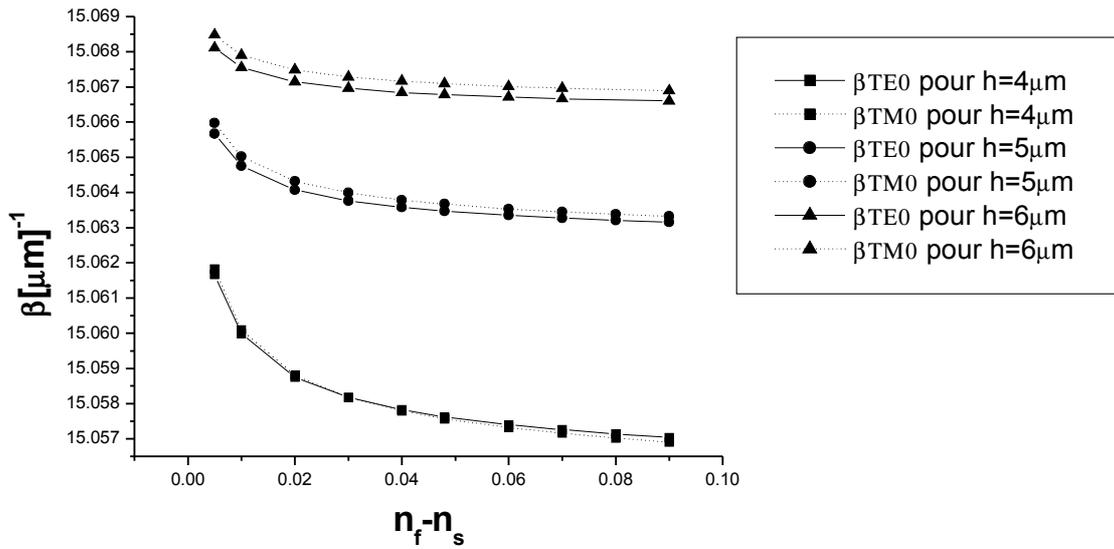


Fig. III.8 Constante de propagation des modes fondamentaux en fonction de la différence d'indice entre la couche du film guidant et le substrat $\Delta n = n_f - n_s$; $n_f = 1.52$

Les courbes (fig. III-8) sont données pour $\lambda = 0.633 \mu m$ et pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche guidante.

On remarque que si on augmente l'épaisseur de la couche guidante la constante de propagation augmente et les courbes se décalent vers le haut, en même temps si on augmente la différence d'indice de réfraction entre la couche du film et le substrat la constante de propagation diminue. Ceci nous permet d'étudier avec précision le profil de β et de l'ajuster en fonction de nos exigences, on remarque également sur cette figure que l'accord de phase est lié à différents paramètres comme h ou n_s de sorte que pour une largeur de la couche guidante $w = 5 \mu m$ et $n_f = 1.52$, l'accord de phase se produit pour une seule valeur de h qui est généralement inférieure à w (ce qui correspond sur la figure III-8 à $h = 4 \mu m$ et $n_s = 1.49$ où $\beta_{TE} = \beta_{TM} = 15.05818 \mu m^{-1}$). On en conclut donc que pour des épaisseurs égales ou supérieures à w on s'éloigne à l'état d'accord de phase.

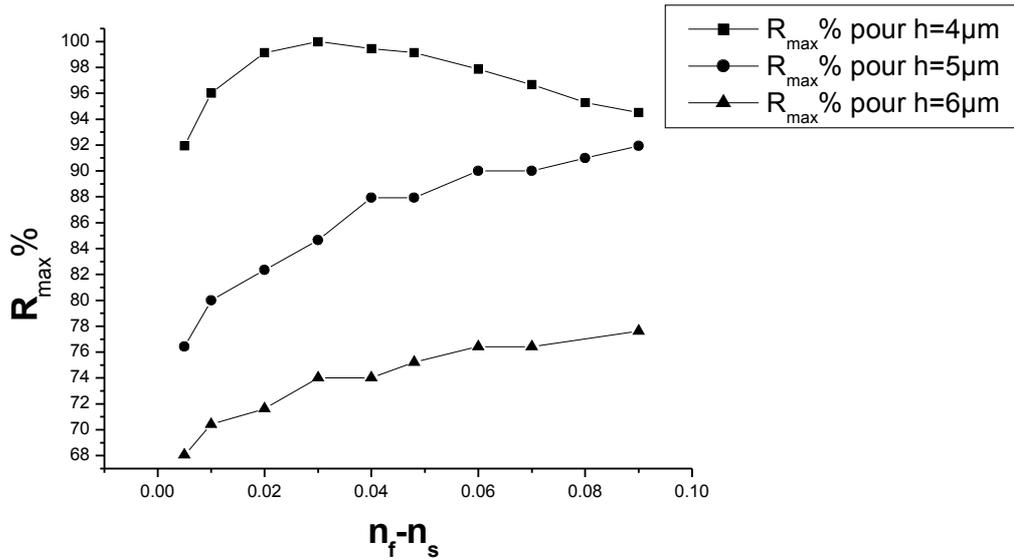


Fig. III.9 Efficacité de conversion maximum en fonction de la différence d'indice entre la couche et le substrat : $\Delta n = n_f - n_s$; $n_f = 1.52$, $\theta = 156\%$, $\lambda = 0.633\mu m$.

Les courbes (fig. III-9) sont données pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche guidante.

De sorte que
$$R_{max} = \frac{1}{1 + (\Delta\beta/2\theta)^2}$$

Il est manifeste que R_{max} est d'autant plus grand que $|\Delta\beta/2\theta|$ est petit. On peut donc jouer sur θ (utilisation de grenat à forte rotation Faraday) ou sur $\Delta\beta$.

Nous avons étudié la variation de R_{max} en fonction de la différence d'indice entre la couche du film et le substrat, la puissance convertie d'un mode dans l'autre est importante pour une épaisseur du film inférieure à sa largeur comme par exemple $w = 5\mu m$, $h = 4\mu m$. Par contre pour une épaisseur égale ou supérieure à la largeur, on agit sur le confinement du mode en augmentant l'écart entre l'indice de réfraction de la couche du film et celui du substrat. La conversion de puissance maximum augmente, et le désaccord de phase $\Delta\beta$ diminue.

III.3.3 L'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 le désaccord de phase, on considère trois échantillons dont les caractéristiques sont les suivantes (fig. III-10):

- Pas de champ appliqué.
- Champ magnétique parallèle au plan de la couche mince (dans le plan).
- Champ magnétique perpendiculaire au plan (Hors de plan).

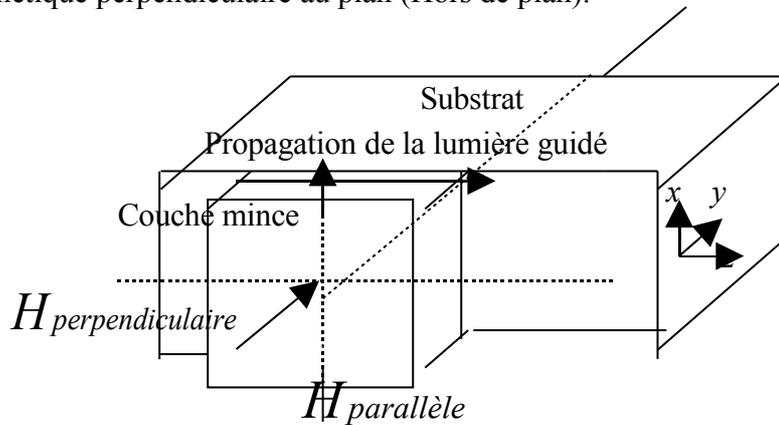


Fig. III.10 Représentation schématique d'un guide d'onde plan.

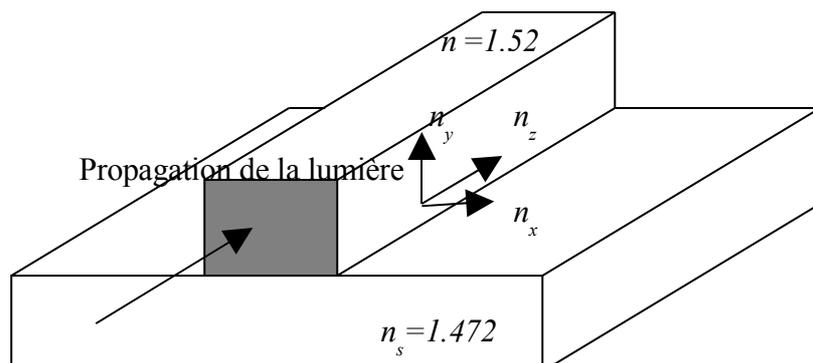
La propagation du faisceau lumineux est le long de Oz. Le champ magnétique est parallèle au plan si la direction du champ de gélification est orientée le long de Ox, tandis qu'il est perpendiculaire au plan si le champ de gélification est orienté suivant Oy.

III.3.3.1 Guides d'ondes anisotropes

L'application d'un champ magnétique dans un guide isotrope fait acquérir à ce dernier une anisotropie optique. Selon l'orientation du champ (parallèle ou perpendiculaire au plan), le désaccord de phase entre les modes TE₀ - TM₀ du guide d'ondes augmente ou diminue. L'interprétation de quelques résultats concernant l'orientation du champ et le désaccord de phase est donné ci dessous (fig. III-11)

Guide d'onde rectangulaire anisotrope

Pour w et h optimisés (voir tableau 3) correspondant à un accord de phase $\Delta\beta=0$ pour un guide d'onde rectangulaire isotrope, lorsqu'on applique un champ magnétique, ce guide d'onde devient anisotrope et les résultats sont les suivants :



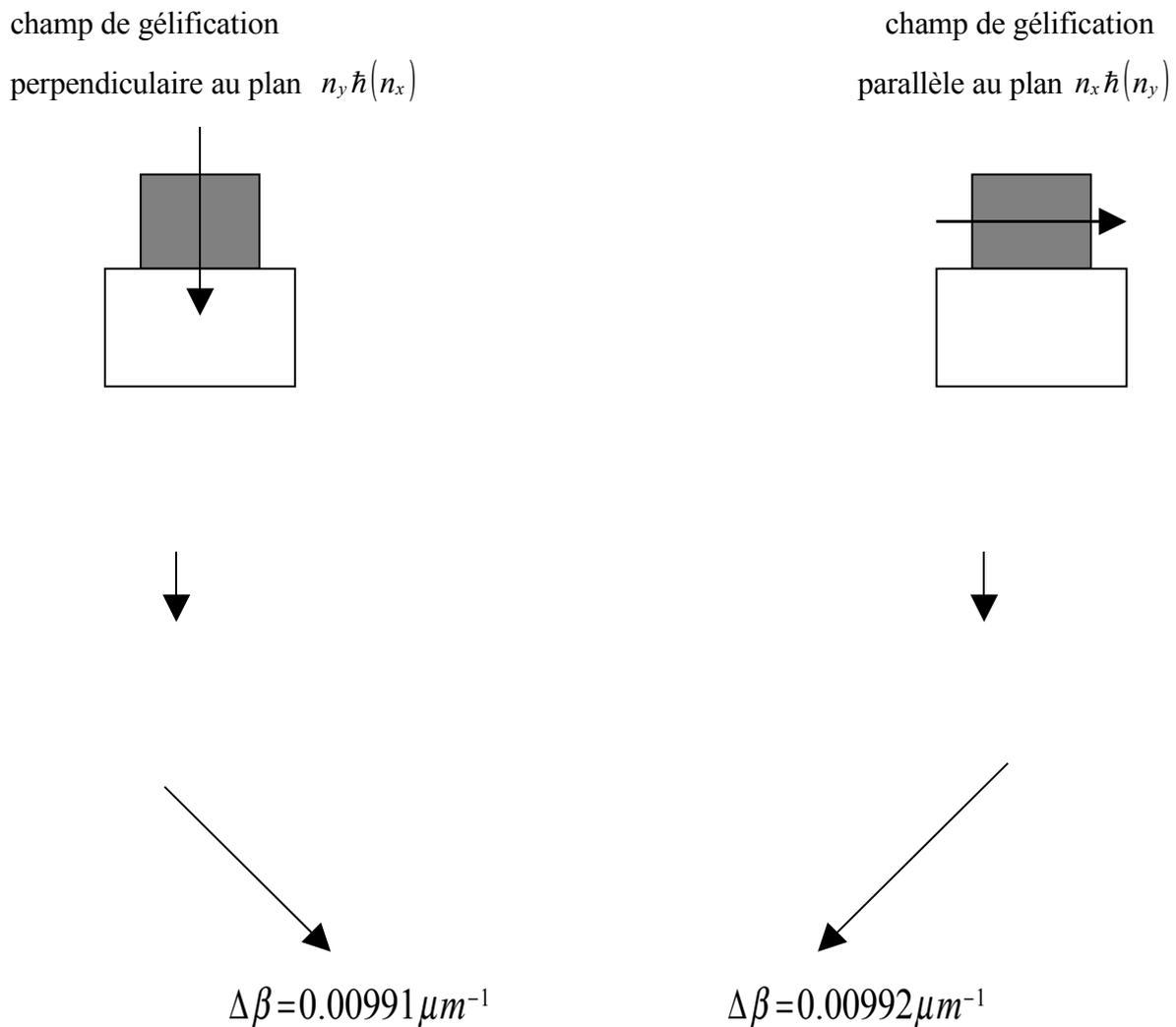


Fig. III.11 *Effet de l'orientation du champ de gélification sur $\Delta\beta$*

Interprétation :

On remarque pour la structure du guide d'ondes rectangulaire que l'orientation du champ de gélification suivant l'axe Ox parallèle au plan rend le guide anisotrope avec une biréfringence Δn , ce qui provoque un désaccord de phase des mode fondamentaux TE₀ et TM₀. Il en est de même pour un champ perpendiculaire au plan, seulement le désaccord de phase devient légèrement plus faible que le premier cas.

On regroupe les différents résultats sur le tableau ci dessous, le champ électrique E est lié a n_x , et le champ magnétique H est lié a n_y ce qui confirme les équations (III-3), (III-4)

Tableau 4: (l'indice de réfraction du film guidant varie de 1.52 à 1.62)

	dans le plan		hors de plan	
Guide d'onde de type rib	$n_x=1.521$	$n_y=1.52$	$n_x=1.52$	$n_y=1.521$
	$\beta_{TE}=15.07716\mu m^{-1}$	$\beta_{TM}=15.06724\mu m^{-1}$	$\beta_{TE}=15.06723\mu m^{-1}$	$\beta_{TM}=15.07714\mu m^{-1}$
	$\Delta\beta=0.00992\mu m^{-1}$		$\Delta\beta=0.00991\mu m^{-1}$	
	$n_x=1.551$	$n_y=1.55$	$n_x=1.55$	$n_y=1.551$
	$\beta_{TE}=15.37506\mu m^{-1}$	$\beta_{TM}=15.36511\mu m^{-1}$	$\beta_{TE}=15.36513\mu m^{-1}$	$\beta_{TM}=15.37502\mu m^{-1}$
	$\Delta\beta=0.00995\mu m^{-1}$		$\Delta\beta=0.00989\mu m^{-1}$	

Sur le tableau précédent on peut remarquer qu' il existe une dépendance entre le champ et la Biréfringence TE₀ - TM₀ , ce qui peut être expliqué comme suit: quand un champ magnétique de gélfication est appliqué hors du plan de la couche mince, une anisotropie est créée ayant pour résultat une différence de l'indice de réfraction: $n_y \hat{n}(n_x, n_z)$, d'ailleurs, comme on peut voir sur l'équation de la constante de propagation de TE-TM rapportée ci-dessous, β_{TE} est liée à n_x (équation III-3) et β_{TM} lié à n_y (équation III-4) n_y est supérieure à n_x . β_{TM} augmente comparativement à β_{TE} et le désaccord de phase $\Delta\beta$ est réduit. Dans le cas contraire quand le champ est parallèle au plan, c'est β_{TE} lié à n_x qui augmente et le désaccord de phase augmente.

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

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

n_s , n_a sont respectivement les indices de réfraction du substrat et l'air, m est le numéro du mode.

Ces équations confirment les résultats obtenus.

III.3.3.2 Biréfringence entre les modes TE₀ et TM₀ pour un guide d'onde plan

Deux couches d'échantillons ont été étudiées par la M-lignes spectroscopie [7]. Les guides d'ondes obtenus sont multimodes. L'indice de réfraction et l'épaisseur de la couche mince sont respectivement environ de 1.57 et $1.9\mu m$. La dépendance du champ de gélification est rapportée sur la figure III-12. Les résultats prouvent qu'un champ magnétique perpendiculaire appliqué pendant la gélification de sol-gel induit une diminution de la biréfringence du mode fondamental $\Delta n_0 = n_{TE0} - n_{TM0}$. Dans le cas contraire, un champ parallèle induit une augmentation de la biréfringence.

Pour le cas du champ nul et orthogonal, une différence de phase de 8.10^{-4} est mise en évidence pour les échantillons de plus haute concentration en ferrofluides, cette différence est de 2.10^{-10} pour les autres concentrations. La différence Δn_0 est proportionnelle au rapport des concentrations en ferrofluides.

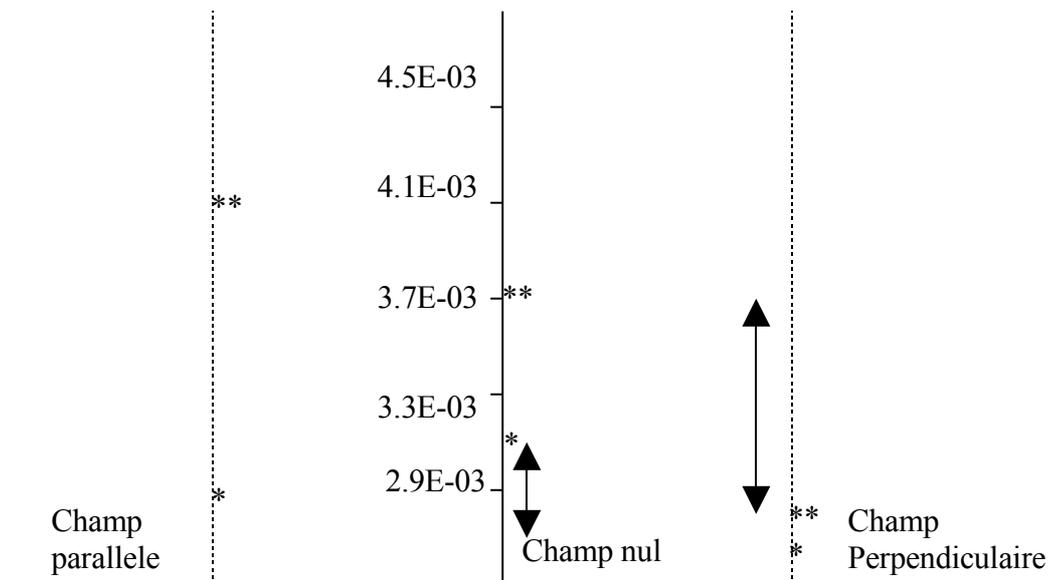


Fig. III.12 $\Delta n_0 = n_{TE0} - n_{TM0}$ biréfringence en fonction de la direction du champ magnétique de gélification [7].

Les points formés d'une étoile (*) sont liés aux échantillons les moins concentrés, pour deux étoiles (**) c'est les échantillons les plus concentrés. La différence entre les deux cas du champ nul et parallèle au plan est donnée pour chaque concentration.

Afin d'obtenir ces résultats, la biréfringence entre les modes TE₀-TM₀ pour un échantillon où le champ de gélification est parallèle au plan ($n_x \hat{h}(n_y, n_z)$), peut être ajustée en fonction de α , l'angle entre la direction de la lumière guidée et le champ de gélification fig. III-13,

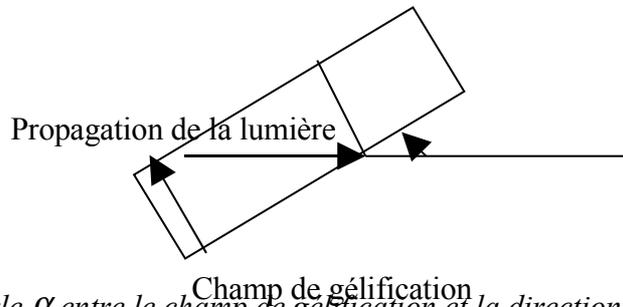


Fig. III.13 Angle α entre le champ de gélification et la direction de propagation de la lumière

Si la direction de la lumière guidée change alors l'angle α entre le champ de gélification et la direction de propagation de la lumière change également. Si cette variation correspond à α compris entre 0° et 90° la biréfringence diminue ce qui fait que le désaccord de phase diminue également (Cas 2.1 : $n_x \hat{h}(n_y, n_z)$ et $n(\alpha)$).

III.3.4 Anisotropie et épaisseur de la couche mince pour la réalisation de l'accord de phase

Pour l'application à un isolateur l'accord de phase et le caractère mono-mode dans un guide d'onde sont des conditions essentielles pour avoir une bonne isolation. C'est cette propriété que nous avons exploitée afin d'optimiser l'épaisseur de la couche mince du composant en entreprenant des simulations par la méthode FMM et à l'aide du logiciel MATLAB.

Structure

La configuration du guide d'onde plan est un empilement de couches. Le cœur du guide est constitué d'une couche mince de SiO2/TiO2 d'indice n_g . Cette dernière est dopée par des nanoparticules $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, elle a une épaisseur h et son indice évolue en fonction de la température de recuit dans la gamme $n_g=1.52\text{--}1.61$. Elle est déposée sur un substrat de pyrex d'indice $n_s=1.472$. Le tout baigne dans l'air (figure III-14).

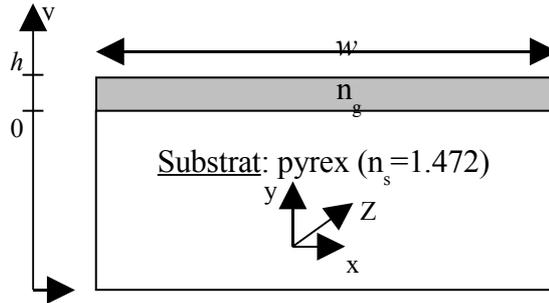
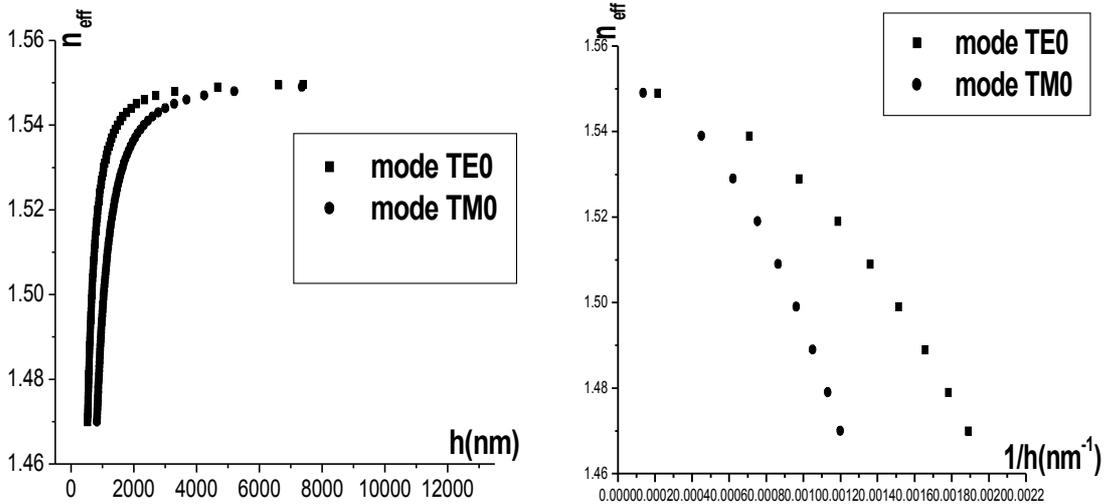


Fig. III.14 .Guide d'onde plan

La propagation se produit selon l'axe Z, et les équations de dispersion des modes TE et TM sont mentionnées dans les équations (I-11, I-12) :



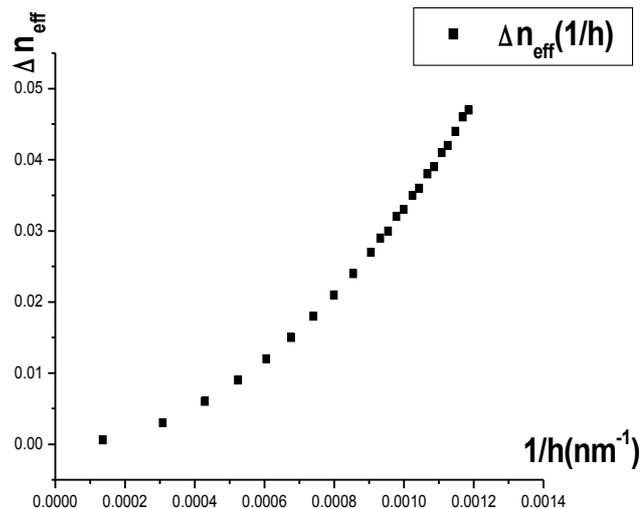


Fig. III.15. Représentation des équations de dispersion (I-11), (I-12) et la biréfringence des modes Δn_{eff} en fonction de $1/h$ pour un guide d'ondes planaire avec un indice de la couche guidante de 1.55, déposée sur un substrat de Pyrex. La longueur d'onde est $\lambda=633\text{nm}$.

Selon la figure. III.15, On constate sur ces courbes que les indices effectifs des modes TE - TM qui se propagent dans le film guidant, augmentent rapidement avec des petites variations de l'épaisseur jusqu'à ce que ces indices des modes se rapprochent de l'indice de saturation qui correspond à l'indice du film guidant. De plus, on peut remarquer que la biréfringence Δn_{eff} est inversement proportionnelle à l'épaisseur h de la couche guidante.

III.3.4.1 Influence du champ de gélification (orientation des nanoparticules) sur l'anisotropie du film et le désaccord de phase

III.3.4.1.1 Résultats obtenus par la méthode FMM

La structure étudiée est représentée (Fig.III-16). C'est une configuration du logiciel qui utilise la méthode FMM. Il est essentiel de définir avec précision les valeurs des indices des différentes couches.

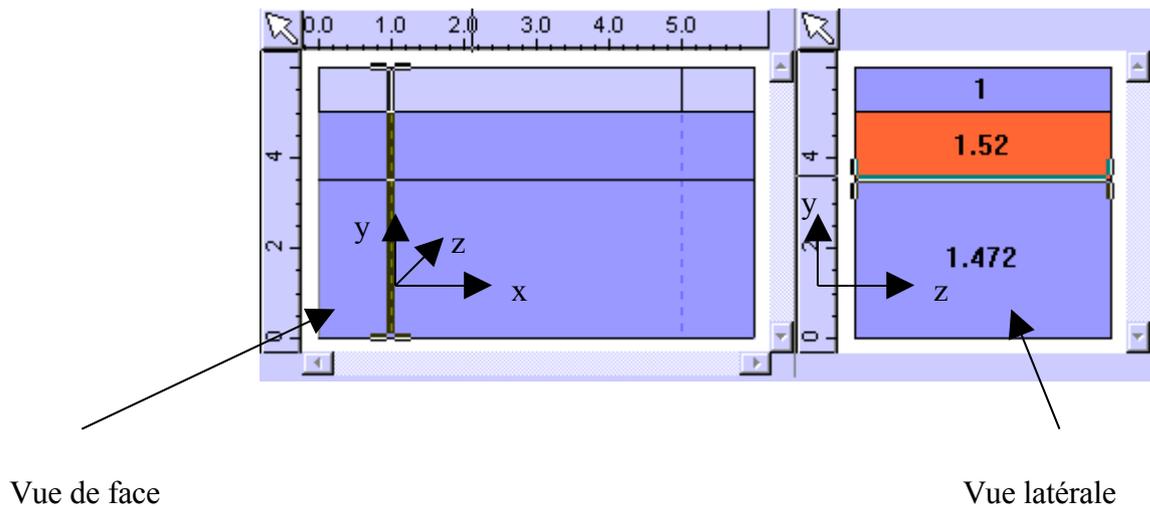


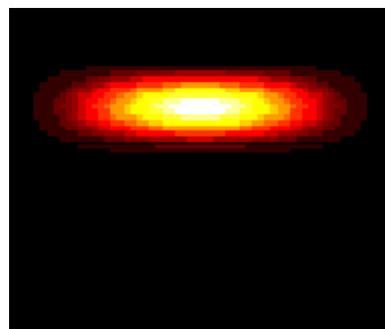
Fig. III.16 - Structure d'un guide d'onde plan

Pour la méthode FMM, le guide d'onde est défini par une superposition de trois couches horizontales pour lesquelles on exige la valeur de l'indice de réfraction.

Pour une longueur d'onde $\lambda=0.633\mu m$, si le champ de gélocalisation vaut zéro le guide d'onde est isotrope $n_x=n_y=n_z=n_g=1.52$, les constantes de propagation pour les différents modes sont illustrées sur la (fig.III-17)



(1) $\beta_{TE0}=14.993152\mu m^{-1}$



(2) $\beta_{TM0}=14.977157\mu m^{-1}$

Fig. III.17. La constante de mode pour les modes TE₀ et TM₀ pour un guide isotrope

Pour une application d'un champ lors de l'état de gélification, le matériau présente une anisotropie linéaire. Dans une telle situation, les équations (I-11, I-12) de propagation des modes TE, TM se ré-écrivent sous la forme des équations (III-3, III-4) et pour cela :

- Si le champ de gélification est perpendiculaire au plan de la couche mince on dit que l'anisotropie est d'origine magnéto-optique $n_z=n_x=1.52$, $n_y=1.521$, et les constantes de propagations sont les suivantes :

(1) $\beta_{TE0}=14.993152\mu m^{-1}$

(2) $\beta_{TM0}=14.986687\mu m^{-1}$

- Si le champ de gélification est parallèle au plan de la couche mince $n_x=1.521$, $n_z=n_y=1.52$, on obtient :

(1) $\beta_{TE0}=15.002819\mu m^{-1}$

(2) $\beta_{TM0}=14.977248\mu m^{-1}$

Un récapitulatif de ces résultats obtenus est donné par la figure (fig.III-18). La biréfringence $\Delta\beta$ est donnée pour les différentes orientations du champ de gélification.

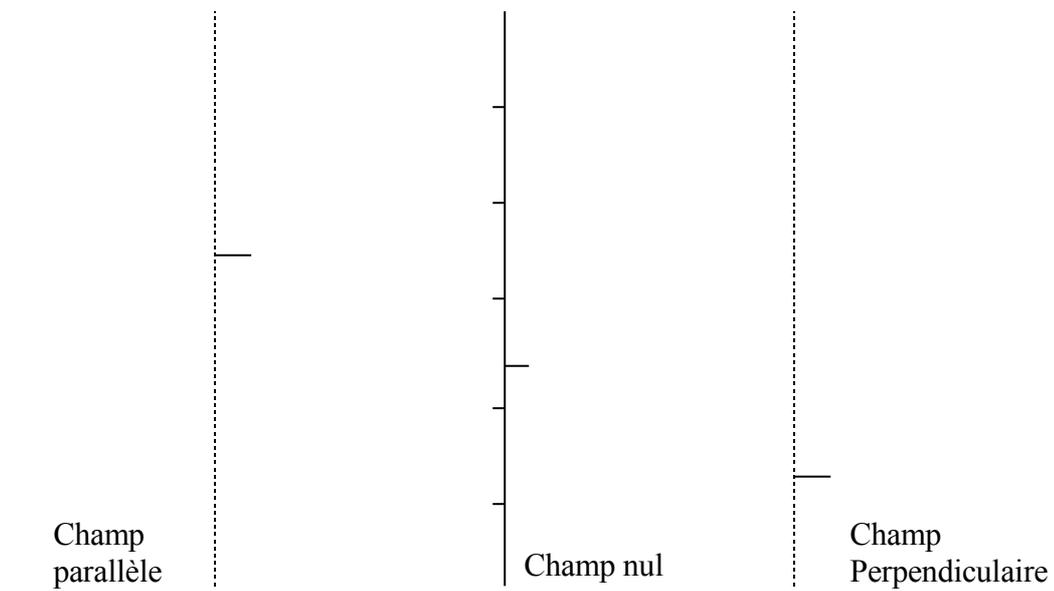


Fig. III.18. $\Delta\beta_0 = \beta_{TE0} - \beta_{TM0}$ biréfringence de mode en fonction de la direction du champ magnétique de gélification.

A partir de ces résultats on peut constater que pour diminuer le désaccord de phase, l'orientation du champ de gélification dans le sens perpendiculaire au plan de la couche mince est la solution adéquate.

III.3.4.2 Champ de gélification et épaisseur de la couche guidante dans un guide d'onde monomode planaire

La structure de ce guide est donnée sur la figure (fig.III-19). Il est constitué d'une couche mince en sol-gel $n_g=1.55$ d'épaisseur h , déposée sur un substrat de pyrex $n_s=1.472$

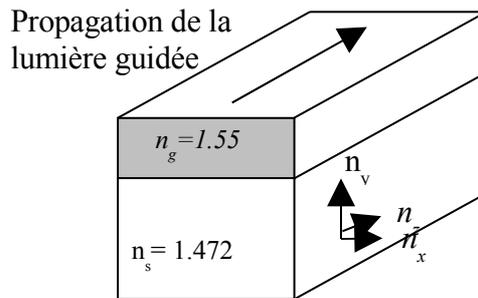


Fig. III.19 - Guide d'ondes planaire

Cas 1 : $n_x = n_y = n_z$

Pour le guide d'onde planaire ci dessus avec une longueur d'onde $\lambda=633nm$, si le champ de gélification est nul, le guide d'onde est isotrope $n_x = n_y = n_z = n_g = 1.55$, l'illustration des solutions des équations (I-11) (I-12) est reportée sur la figure. III-20. Les valeurs des indices effectifs $n_{eff} = \beta/k$ des modes sont données en fonction de l'épaisseur h . Suivant l'épaisseur de la couche mince un certain nombre de modes peuvent se propager, alors que pour des applications magnéto-optiques il est plus intéressant d'avoir un guide d'onde mono-mode pour éliminer la dispersion modale.

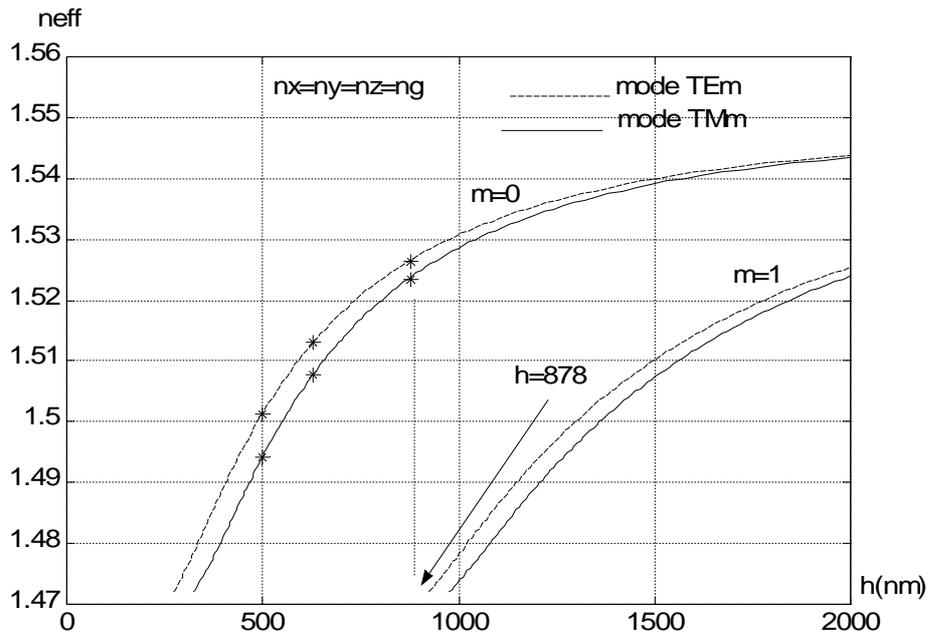


Fig. III.20 - Représentation graphique des équations de dispersion (III-3) (III-4) pour un champ de gélification égal à zéro

Pour une épaisseur inférieure à l'épaisseur de coupure $h=878\text{nm}$ le guide est mono-mode

On regroupe quelques résultats de la biréfringence (tableau. 5) pour le cas d'un guide mono-mode :

Tableau 5

$h(\text{nm})$	$n_{\text{eff}}(\text{TE}_0)$	$n_{\text{eff}}(\text{TM}_0)$	Δn_{eff}
500	1.5014	1.4943	0.0071
630	1.5131	1.5078	0.0053
878	1.5266	1.5238	0.0028

Pour réaliser un guide présentant un taux de conversion intéressant, il est nécessaire de connaître, au préalable, l'épaisseur de coupure du 2ème mode TE cependant ce rendement maximum de conversion est limité par la biréfringence de mode $\Delta\beta=k\Delta n$ à travers l'expression (I-27).

Si le champ de gélification est égal à zéro, le guide est isotrope. Connaissant la valeur de la rotation Faraday θ_F , nous pouvons estimer le taux de conversion envisageable dans nos couches. Pour cela, nous avons représenté sur le tableau 5 et la figure (III-20) la biréfringence

de mode Δn_{eff} en fonction de trois épaisseurs de la couche guidante pour un guide mono-mode.

La valeur optimale de la biréfringence de mode que nous avons obtenue pour les différentes épaisseur est de 0.028nm pour le cas d'un champ de gélification nul. Cela pour une épaisseur $h=878\text{nm}$ (épaisseur de coupure du 2ème mode TE (fig.III-20))

Donc il faut augmenter l'épaisseur au maximum tout en restant dans une plage garantissant le caractère mono-mode du guide (l'épaisseur est prise inférieure et proche à l'épaisseur de coupure du 2ème mode TE)

Cas 2 : $n_x \hat{h}(n_y, n_z)$

Si le champ de gélification est parallèle au plan de la couche mince, cela signifie $n_x \hat{h}(n_y, n_z)$ et l'anisotropie est d'origine magnéto-optique $n_x=1.551$ $n_y= n_z=1.55$, pour cela la représentation des équations de dispersion (III-3) (III-4) est reportée sur la figure (fig.III-21)

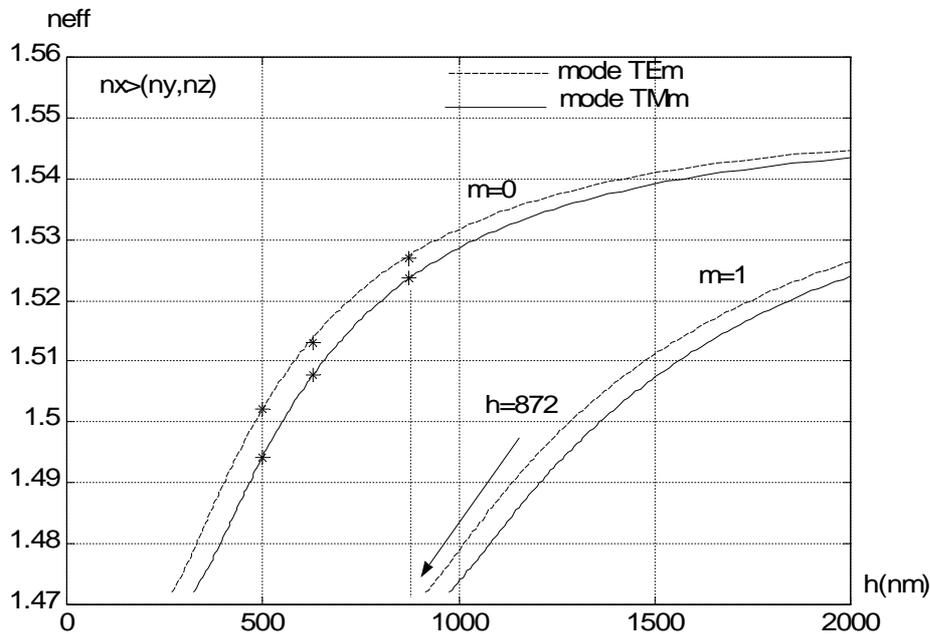


Fig. III.21 - Représentation graphique des équations de dispersion (III-3) (III-4) pour un champ de gélification parallèle au plan de la couche mince

On regroupe les différents résultats sur le tableau ci dessous

Tableau 6

h(nm)	n _{eff} (TE ₀)	n _{eff} (TM ₀)	Δ n _{eff}
500	1.5022	1.4943	0.0079
630	1.5140	1.5079	0.0061
872	1.5270	1.5236	0.0034

Quand un champ magnétique est appliqué parallèlement à la couche, une anisotropie linéaire est créée, conduisant à une différence d'indice: $n_x \hat{h}(n_y, n_z)$. D'après les équations des modes dans une couche anisotrope, la constante de propagation β_{TE} qui est liée à n_x (équation III-3) augmente, ce qui fait le désaccord de phase augmente, l'écart entre les courbes des modes fondamentaux augmente légèrement également. Alors le rendement de conversion maximum diminue.

Comme pour le cas du champ de gélification nul la valeur de l'épaisseur de la couche guidante, est prise inférieure et proche de l'épaisseur de coupure du 2ème mode TE. Pour une épaisseur de coupure h = 872nm la biréfringence des mode TE-TM est de 0.0034. On peut constater aussi pour ce cas que la valeur de l'épaisseur de coupure du 2ème mode TE diminue.

Afin de caractériser au mieux cette anisotropie du cas 2, nous avons effectué une étude de la biréfringence lorsque l'angle entre les directions de propagation et de gélification varie

Cas 2.1: $n_x \hat{h}(n_y, n_z)$ et $n(\alpha)$

Pour le cas du champ de gélification parallèle, des calculs de l'ensemble des modes en fonction de la direction de propagation de la lumière sont effectués pour le guide de la figure (fig. III.22).

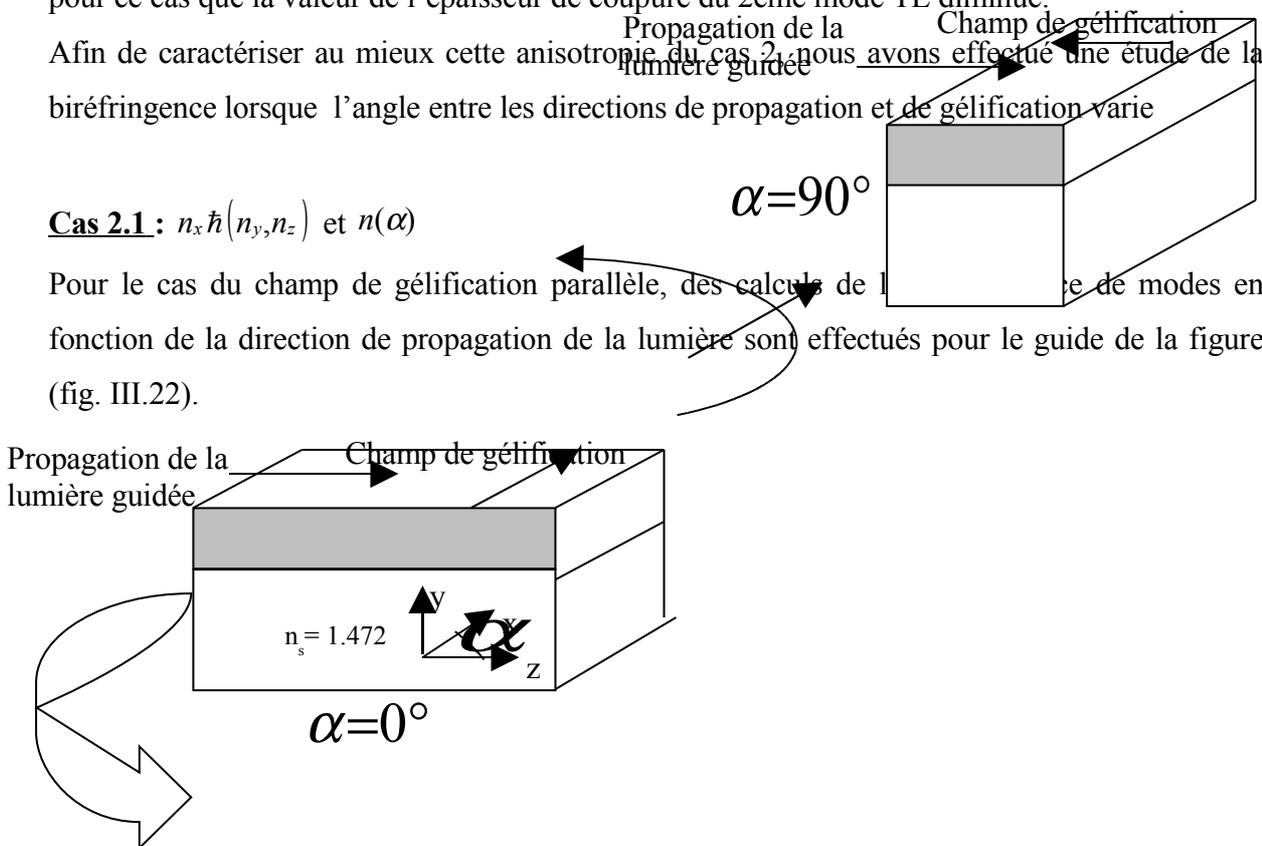


Fig. III.22 – *Configurations de propagation possible dans un guide gélifié sous champ parallèle.*

Donc, pour une direction de propagation confondue avec l'axe Oz et la direction de gélification suivant Ox, selon les conventions de la figure III.22. Dans ces conditions, la biréfringence de mode augmente par rapport au niveau moyen (champ de gélification nul) (voir tableaux 5 et 6). Par contre, si la direction de propagation varie dans le plan xOz, la situation évolue et s'améliore. L'évolution de l'indice de réfraction en fonction de l'angle α formé par les directions de propagation et de champ de gélification parallèle est représentée sur la figure (III. 23)

A partir d'une valeur élevée du désaccord de phase, lorsque les directions de propagation et de gélification font un angle de 90°, l'indice $n(\alpha)$ diminue jusqu'au niveau moyen lorsque les

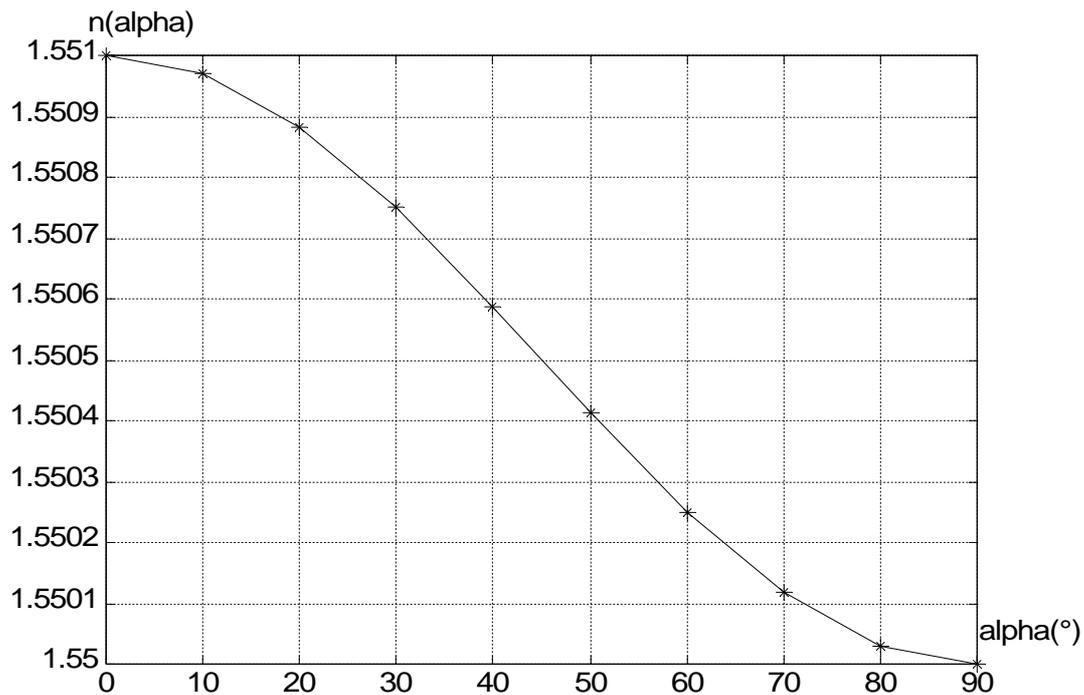


Fig. III.23– Evolution de l'indice de réfraction n en fonction de la variation de l'angle entre les directions de propagation et de gélification

deux directions sont confondues. La courbe de la figure III.23 est obtenue à partir de l'évolution de l'indice en fonction de l'angle α (équation (III-4)) [14]:

$$\frac{\cos^2 \alpha}{n_x^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{n_z^2} = \frac{1}{n(\alpha)} \quad (\text{III-5})$$

Lorsque la direction de propagation varie, le mode TM est toujours lié à n_y , alors que le mode TE est lié à $n(\alpha)$.

La figure III.24 représente l'évolution du mode TE en fonction de l'épaisseur pour une angle α qui varie de 0° à 90°

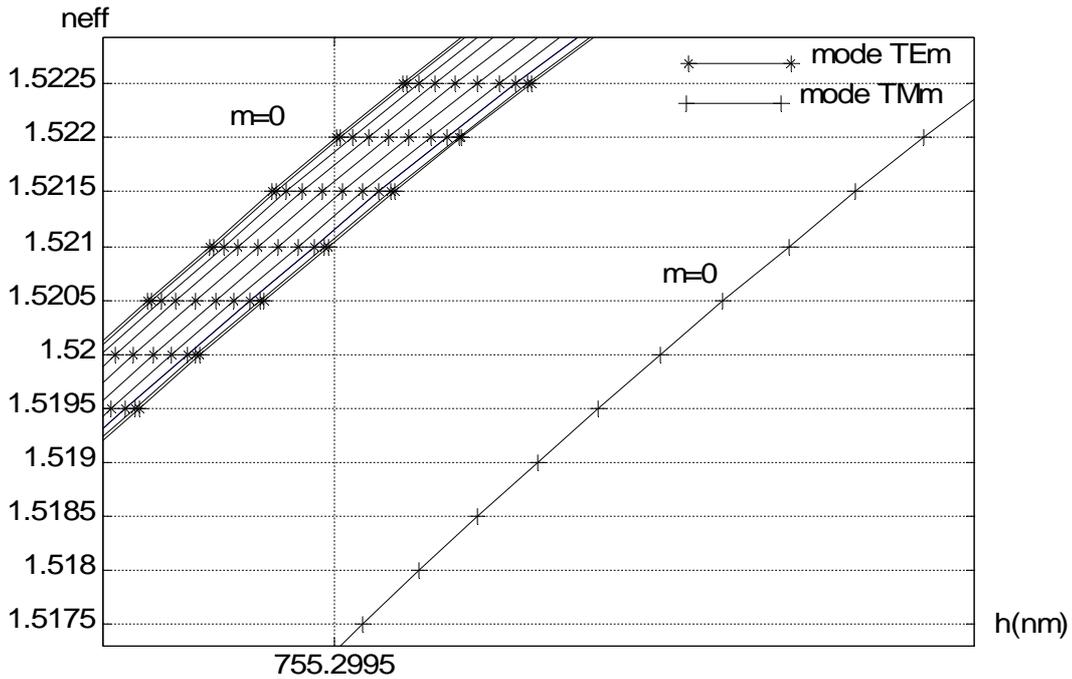


Fig. III.24 - Représentation de la variation du mode TE en fonction de la variation de l'angle entre les directions de propagation et de gélification

Pour une épaisseur $h=755.2995$ nm et un angle $\alpha=0^\circ$ la biréfringence est $\Delta n(TE_0-TM_0)=0.0047$. Si cette angle entre la direction de propagation et de gélification augmente à $\alpha=90^\circ$ la biréfringence devient $\Delta n(TE_0-TM_0)=0.0037$. Donc, la biréfringence diminue de 0.001 à partir d'une valeur $\alpha=0^\circ$ jusqu'à $\alpha=90^\circ$.

L'ajustement convenable de cet angle souligne que le guide présente une anisotropie uniaxiale d'axe optique dirigée selon Ox. En d'autres termes, l'application d'un champ magnétique pendant la phase de gélification confère au matériau une anisotropie uniaxiale dont l'axe optique est confondu avec la direction du champ de gélification.

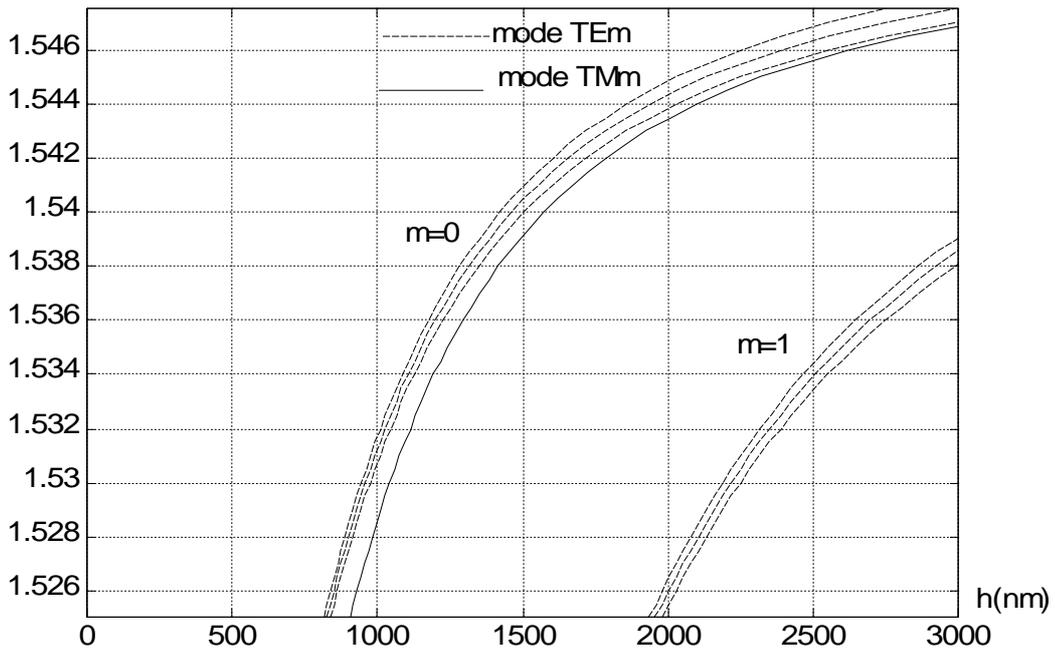


Fig. III.25 - Représentation de la variation du mode TE pour des valeurs de l'angle α (0° , 45° , 90°) entre la direction de propagation et de gélification

L'étude de la variation de l'angle entre la direction de propagation et de gélification fig.III.25 a permis de déduire que cette variation joue un rôle important sur la biréfringence de modes. Principalement, l'augmentation de l'angle α diminue la valeur de la biréfringence.

Le tableau ci dessous présente la biréfringence de mode fondamentale en fonction de la variation de l'angle α .

Tableau 7

α	0°	45°	90°
Δn_{erf}	0.0061	0.0057	0.0053

Le tableau 7 montre que lorsque les directions de propagation et de gélification font un angle de 0° à 90° pour une même épaisseur de 630nm de la couche mince, la biréfringence de modes diminue considérablement de 0.0061 à 0.0053 .

On constate aussi une augmentation de l'épaisseur de coupure du mode TE1 qui détermine la

valeur limite du caractère monomode. La figure III.26 représente l'évolution du mode TE1 en fonction de l'épaisseur pour un angle α égal à 0° , 45° et 90°

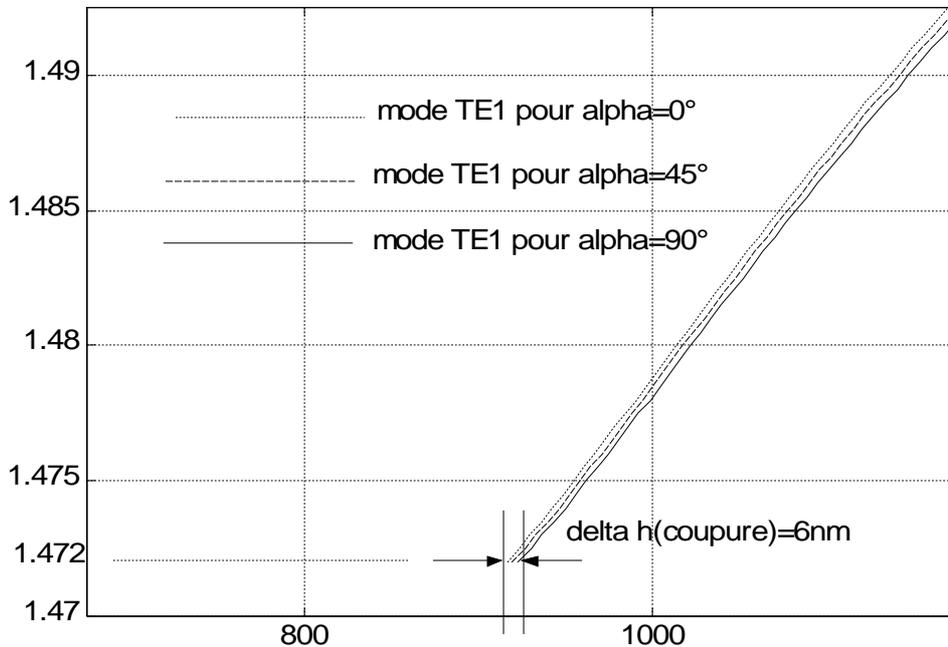


Fig. III.26 - Représentation de la variation du mode TE1 pour des valeurs de l'angle α (0° , 45° , 90°) entre la direction de propagation et de géilification

On constate que si on augmente l'angle α de 0° à 90° l'épaisseur de coupure augmente d'une valeur de 6nm. Donc, cela permet d'augmenter les valeurs des paramètres physiques du guide tout en restant dans une marge garantissant son caractère monomode, la biréfringence diminue.

Cas 3 : $n_y \hat{h}(n_x, n_z)$

Pour un champ de géilification perpendiculaire au plan de la couche mince, cela signifie que $n_y \hat{h}(n_x, n_z)$ et l'anisotropie est d'origine magnéto-optique $n_y=1.551$, $n_x= n_z=1.55$. Donc la représentation des équations de dispersion (III-3) (III-4) est reportée sur la figure (fig.III-27)

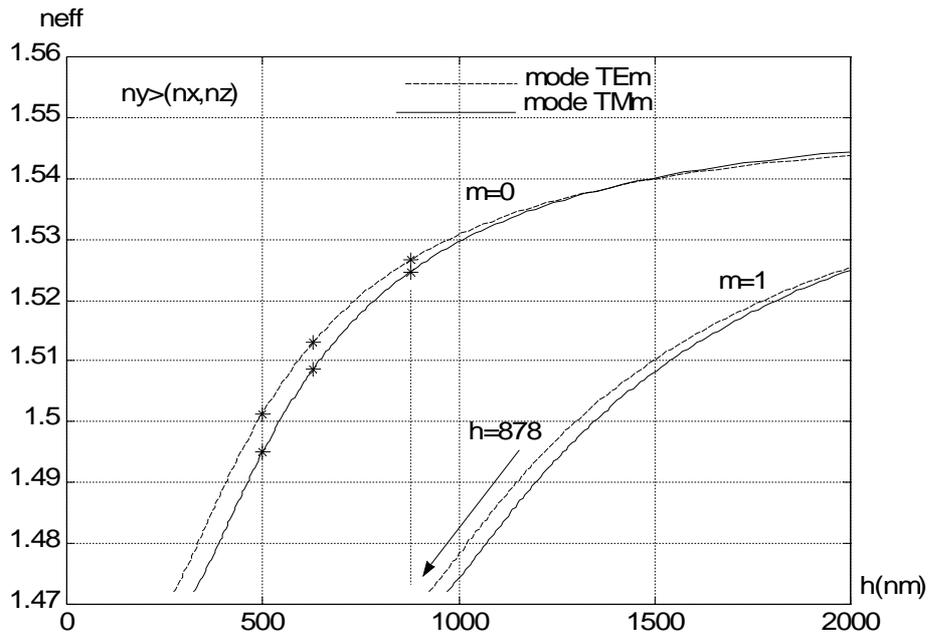


Fig. III.27- Représentation graphique des équations de dispersion (III-3) (III-4) pour un champ de gélification perpendiculaire au plan de la couche mince

On regroupe les différents résultats sur le tableau ci dessous

Tableau 8

h(nm)	$n_{\text{eff}}(\text{TE}_0)$	$n_{\text{eff}}(\text{TM}_0)$	Δn_{eff}
500	1.5014	1.4950	0.0065
630	1.5131	1.5087	0.0044
878	1.5266	1.5247	0.0019

Dans ce cas et d'après les équations de dispersion des modes dans une couche anisotrope, la constante de propagation β_{TM} liée à n_x (équation III-4) augmente et le désaccord de phase diminue (fig. III-27).

De plus on constate que les deux courbes des modes fondamentaux finissent par se superposer. Ce qui fait que cette orientation perpendiculaire et l'ajustement à une épaisseur proche de l'épaisseur de coupure conduisent à des résultats intéressants notamment la diminution de la biréfringence de modes.

Finalement, il paraît intéressant d'augmenter le champ de gélification dans le cas de l'orientation perpendiculaire, pour minimiser le désaccord de phase (fig.III-28).

III.3.4.3 Optimisation des performances du guide.

Il est apparu prometteur d'étudier l'accord de phase dans les guides d'onde en couche mince élaborés par voie sol gel et dopés par des nanoparticules. L'anisotropie créée au sein de ces couches et l'ajustement de l'épaisseur permettent de diminuer la biréfringence des modes TE₀ et TM₀ en adoptant une direction perpendiculaire du champ. Cette diminution de la biréfringence est proportionnelle à l'anisotropie linéaire dans la direction perpendiculaire (fig.III-28).

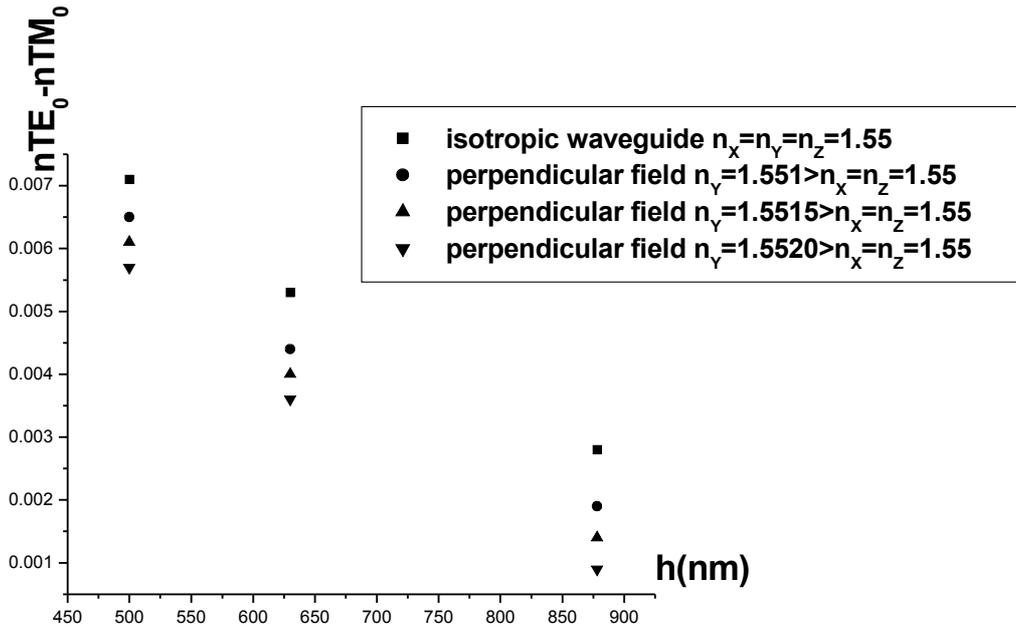


Fig. III.28 *Optimisation de l'accord de phase dans un guide d'ondes mono-mode*

De plus pour augmenter cette magnitude de la diminution il faut augmenter l'épaisseur de la couche mince au maximum tout en restant dans une plage garantissant le caractère mono-mode du guide.

La synthèse de tous ces résultats, permet la comparaison avec les travaux de nombreux auteurs[8,49]. Différentes techniques conduisent à un taux de conversion intéressant avec diminution de l'accord de phase, en agissant sur les deux éléments cruciaux en même temps. L'augmentation de l'épaisseur de la couche mince et l'orientation de l'anisotropie linéaire dans une direction perpendiculaire. Finalement ce travail prometteur permet de mieux cerner l'influence de l'anisotropie et de choisir l'épaisseur adéquate de la couche guidante conduisant à un accord de phase. Ainsi on peut réaliser un guide présentant un taux de conversion intéressant et envisager la conception de composant magnéto-optiques performants.

III.3.5 Influence de la longueur d'onde et la nature du substrat sur l'accord de phase

III.3.5.1 Guide mono-mode avec un substrat en pyrex

Cas 1 : $n_x = n_y = n_z$

Considérons le guide plan de la figure (III-19). Une première série de simulation figure (III-29) a été effectuée pour le cas d'un champ de gélification égal à zéro et des longueurs d'onde de 633nm, 1000nm et 1550nm, dans le but d'étudier l'influence de la longueur d'onde sur l'accord de phase et de déterminer les valeurs limites de l'épaisseur permettant le guidage mono-mode.

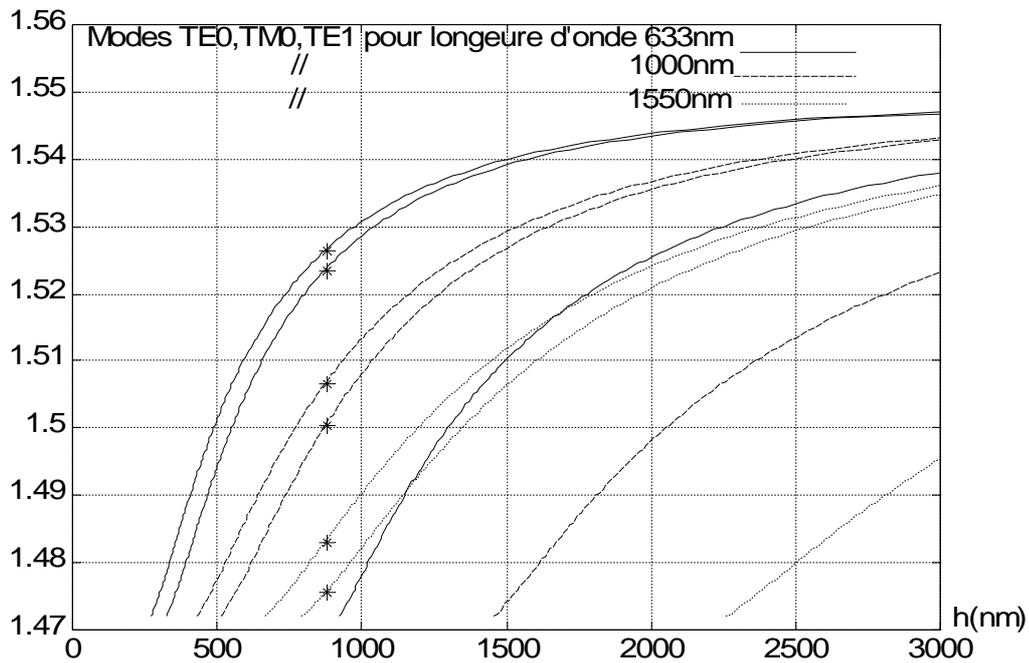


Fig. III.29. Représentation graphique des équations de dispersion (III-3) (III-4) pour un champ de gélification égal à zéro et des longueurs d'onde 633nm, 1000nm et 1550nm. (*) représente l'intersection des courbes des modes TE0, TM0 et l'épaisseur de coupure $h=878\text{nm}$

La figure III.29 représente l'évolution de l'indice effectif des modes TE0 et TM0 avec l'épaisseur h pour différentes longueurs d'onde pour le cas où le champ de gélification est égal à zéro.

On constate sur la figure que si on augmente la longueur d'onde (de 633nm à 1550nm), on observe une divergence des courbes des modes TE0 et TM0, donc l'augmentation de la longueur d'onde pour une épaisseur constante de la couche de guidage h entraîne une augmentation de la biréfringence.

Le tableau 9 montre que l'augmentation de la longueur d'onde de 633nm à 1550nm pour une épaisseur de coupure h=878nm conduit à une augmentation de la biréfringence de 0.0028 à 0.0075.

Tableau 9

$\lambda(\text{nm})$	633	1000	1550
$\Delta n_{\text{eff}}(\text{TE}_0 - \text{TM}_0)$	0.0028	0.0060	0.0075

D'autre part nous avons, aussi, déterminé les valeurs limites de condition de guidage mono-mode (figure III-30) pour λ égale 633nm, 1000nm et 1550nm.

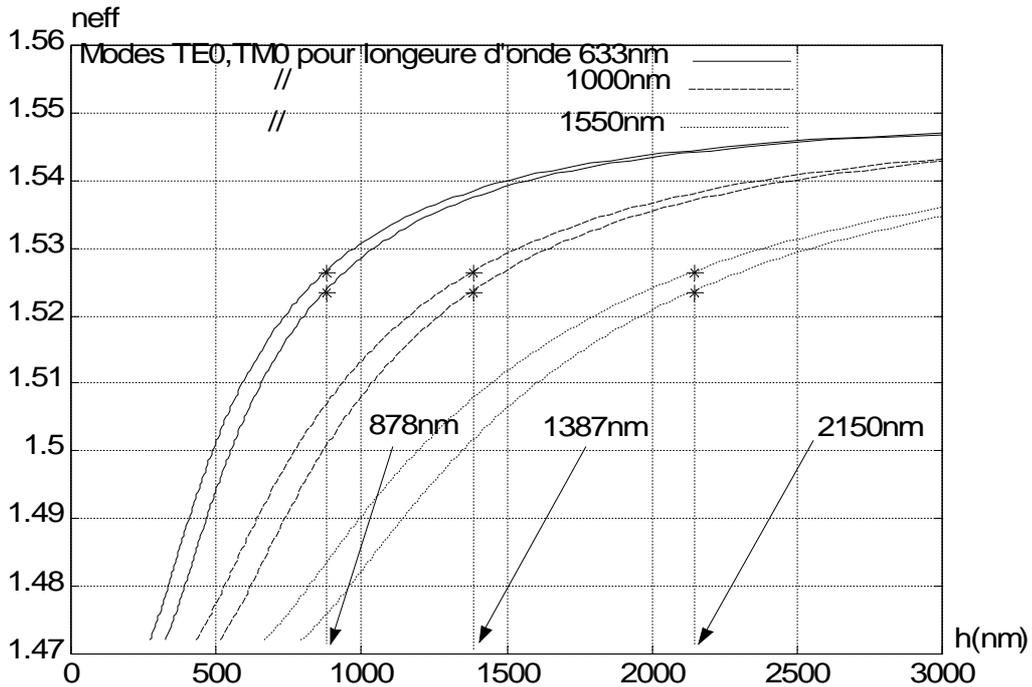


Fig. III.30- Epaisseur de coupure des modes TE1 pour que le guide soit mono-mode pour un champ de gélification égal à zéro et des longueurs d'onde 633nm, 1000nm et 1550nm.

On regroupe les différents résultats sur le tableau 10.

Tableau 10

$\lambda(\text{nm})$	633	1000	1550
Epaisseur de coupure mode TM_0	283	447	694
Epaisseur de coupure	878	1387	2150

du mode TE ₁			
Δh (TM ₀ – TE ₁)	595	940	1456

D'après la figure III.30 et le tableau 10, on constate que la biréfringence pour la valeur limite de condition de guidage mono-mode est constante 0.0028 pour λ égales 633nm, 1000nm et 1550nm. D'autre part la valeur de l'épaisseur h doit être comprise dans l'intervalle Δh (TM₀ – TE₁), de coupure des modes qui est une condition pour que le guide soit mono-mode. Pour cela l'étude affirme que l'écart Δh augmente avec l'augmentation de la longueur d'onde, donc pour une longueur d'onde 1550nm la marge sur l'épaisseur assurant le caractère monomode est plus importante que pour la longueur d'onde de 633nm.

Cas 2 : $n_x \hat{h}(n_y, n_z)$

Si le champ de gélification est parallèle au plan de la couche mince, la figure III-29 représente une simulation de l'évolution des indices effectifs des modes TE₀, TM₀ et TE₁ en fonction de l'épaisseur h pour des longueurs d'ondes 633nm, 1000nm et 1550nm.

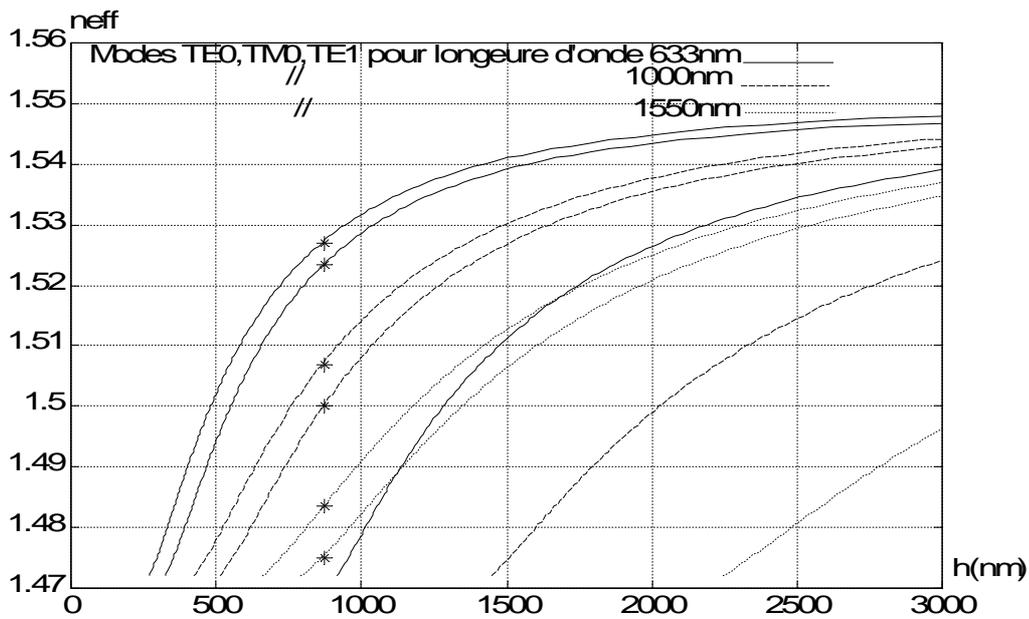


Fig. III.31- Représentation graphique des équations de dispersion (III-3) (III-4) pour un champ de gélification parallèle au plan de la couche mince et des longueurs d'onde 633nm, 1000nm et 1550nm. * représente l'intersection des courbes des modes TE₀, TM₀ et l'épaisseur de coupure h=872nm

On regroupe les différents résultats de la biréfringence pour l'épaisseur h=872nm sur le tableau ci dessous

Tableau 11

λ (nm)	633	1000	1550
Δn_{eff} (TE ₀ - TM ₀)	0.0034	0.0070	0.0085

On peut voir de la figure III-31 et le tableau 11 qu'en augmentant la longueur d'onde λ pour une même épaisseur de la couche de guidage, la valeur de l'indice effectif du mode TE₀ dans le guide diverge plus de celle du mode TM₀ par rapport au cas 1. Donc la biréfringence pour le cas du champ de gélification parallèle au plan de la couche mince augmente.

La figure III-32 représente la simulation des valeurs limites de condition de guidage mono-mode pour le cas du champ de gélification parallèle au plan de la couche mince, et pour des longueurs d'onde λ égale 633nm, 1000nm et 1550nm.

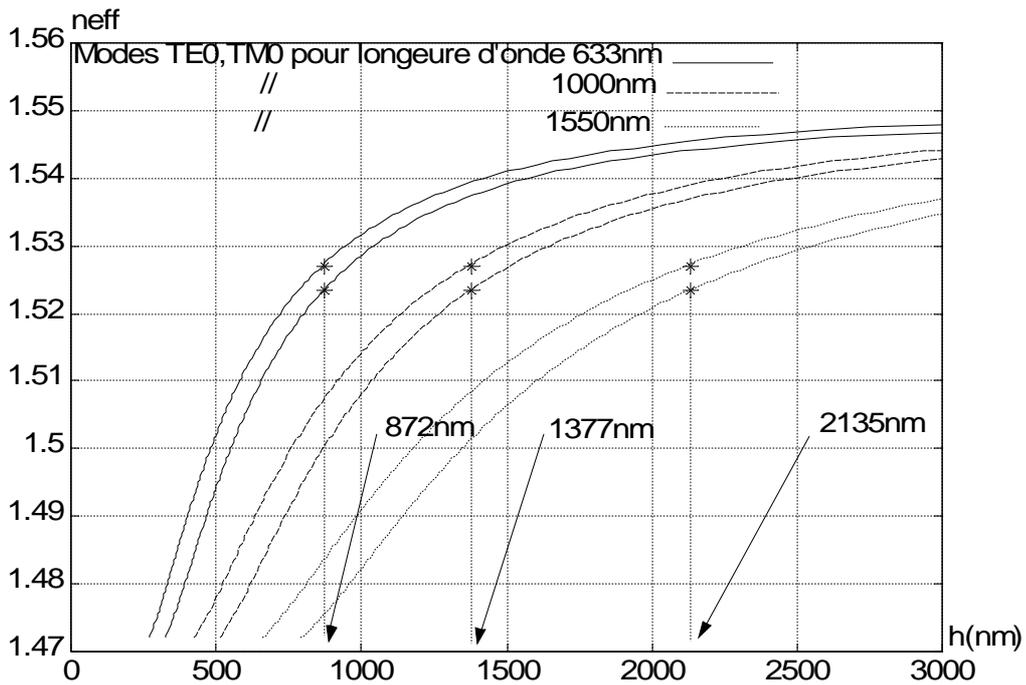


Fig. III.32- Epaisseur de coupure des modes TE₁ pour assurer la condition mono-mode pour un champ de gélification parallèle au plan de la couche mince et des longueurs d'onde 633nm, 1000nm et 1550nm.

On regroupe les différents résultats sur le tableau 12.

Tableau 12

λ (nm)	633	1000	1550
Epaisseur de coupure du mode TM ₀	283	447	694
Epaisseur de coupure du mode TE ₁	872	1377	2135
Δh (TM ₀ – TE ₁)	589	930	1441

D'après la figure III.32 et le tableau 12, on peut voir que la biréfringence pour la valeur limite de condition de guidage mono-mode est constante et elle augmente à 0.0034 pour les épaisseurs de coupure des modes TE₁ et avec λ égales 633nm, 1000nm et 1550nm. L'écart Δh augmente avec la longueur d'onde, mais ce dernier a diminué par rapport au cas 1. Donc pour ce guide mono-mode construit le choix de l'épaisseur est plus restreint que pour le cas 1.

Cas 3 : $n_y \hat{h}(n_x, n_z)$

Pour un champ de gélification perpendiculaire au plan de la couche mince, la figure III-33 représente une simulation de l'évolution des indices effectif des modes TE₀, TM₀ et TE₁ en fonction de l'épaisseur h pour des longueurs d'ondes 633nm, 1000nm et 1550nm.

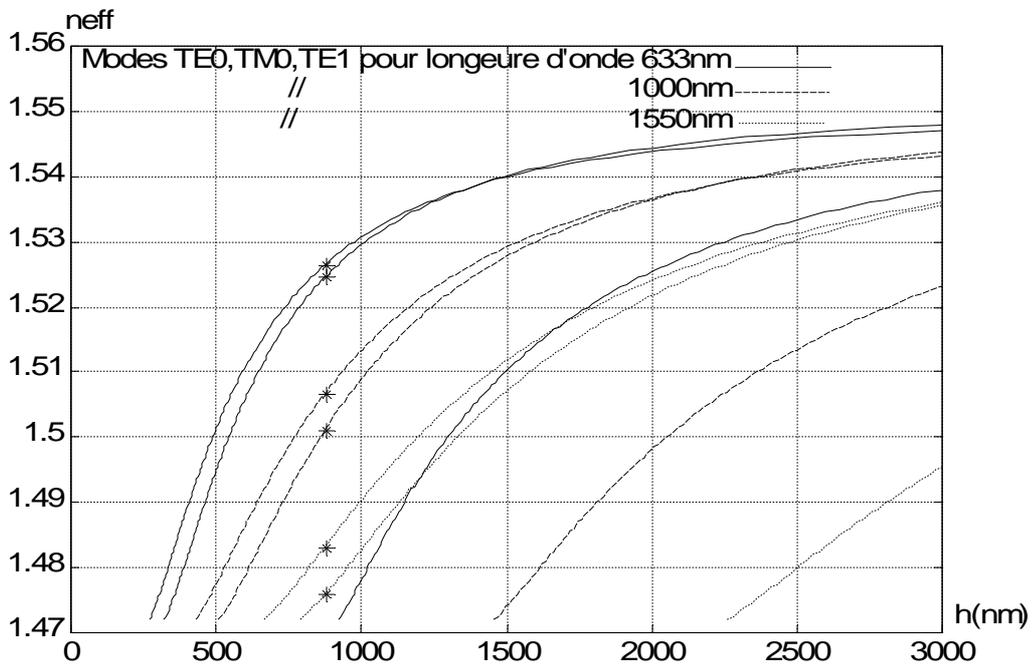


Fig. III.33- Représentation graphique des équations de dispersion (III-3) (III-4) pour un champ de gélification perpendiculaire au plan de la couche mince. * représente l'intersection des courbes des modes TE₀, TM₀ et l'épaisseur de coupure est h=878nm

On regroupe les différents résultats de la biréfringence pour l'épaisseur h=878nm sur le tableau ci dessous

Tableau 13

$\lambda(\text{nm})$	633	1000	1550
$\Delta n_{\text{eff}}(\text{TE}_0 - \text{TM}_0)$	0.0019	0.0055	0.0070

Dans ce cas, et à partir de la figure III-33 et du tableau 13, On constate que si on augmente la longueur d'onde (de 633nm à 1550nm), on observe une divergence des courbes des modes TE₀ et TM₀ mais les deux courbes des modes fondamentaux se rapprochent par rapport aux cas 1 et 2. Donc pour cette orientation perpendiculaire et si on diminue la longueur d'onde cela permet la réduction de la biréfringence de modes.

La figure III-34 représente la simulation des valeurs limite de condition de guidage mono-mode pour le cas du champ de gélification perpendiculaire au plan de la couche mince, et pour des longueurs d'onde λ égale 633nm, 1000nm et 1550nm

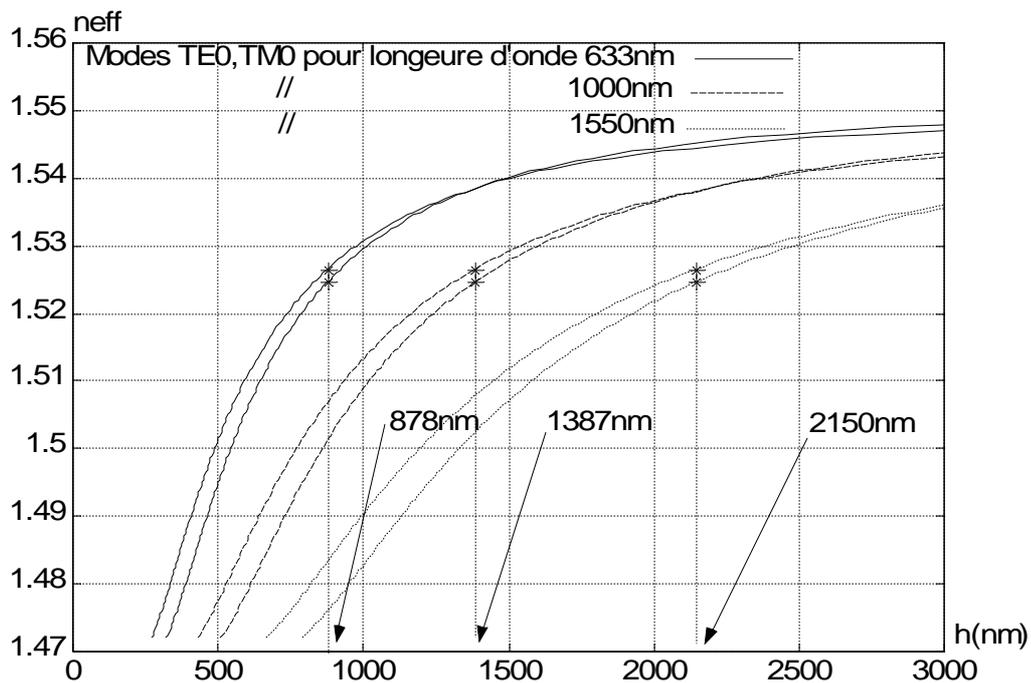


Fig. III.34- Epaisseur de coupure des modes TE₁ pour que le guide soit mono-mode pour un champ de gélification perpendiculaire au plan de la couche mince et des longueurs d'onde 633nm, 1000nm et 1550nm.

On regroupe les différents résultats sur le tableau 14.

Tableau 14

λ (nm)	633	1000	1550
Epaisseur de coupure du mode TM ₀	281	444	689
Epaisseur de coupure du mode TE ₁	878	1387	2150
Δh (TM ₀ – TE ₁)	597	943	1461

D'après la figure III.34 et le tableau 14, on peut voir que la biréfringence pour la valeur limite de condition de guidage mono-mode est constante mais dans ce cas elle a diminuée à 0.0019 pour les épaisseurs de coupure des modes TE₁ et avec λ égales 633nm, 1000nm et 1550nm. L'écart Δh a augmenté avec la longueur d'onde, de plus ce dernier a augmenté par rapport au cas 1 et 2. Donc pour le guide mono-mode construit la marge de choix pour les valeurs de h s'avère plus large par rapport aux autres cas.

Conclusion

Après avoir étudié l'influence de la longueur d'onde sur l'accord de phase et le caractère mono-mode du guide sur substrat en pyrex, il paraît évident que l'orientation du champ de gélification perpendiculairement au plan de la couche mince est une orientation idéale. Cette dernière permet de réduire le désaccord de phase et d'augmenter l'intervalle pour le choix de l'épaisseur qui confère au guide un caractère mono-mode.

III.3.5.2 Guide mono-mode sur substrat en pyrex et en verre.

Cas 1 : $n_x = n_y = n_z$

Pour l'influence du type de substrat sur la réalisation du guide d'onde planaire mono-mode avec un minimum de désaccord de phase, des substrats de verre et de pyrex ont été proposés. Ces deux types de substrat diffèrent principalement par la valeur de leur indice de réfraction, celui du pyrex ($n=1.472$) est plus faible que celui du verre (1.515).

Pour obtenir une résolution sur le calcul des indices des modes TE₀, TM₀ et TE₁ une première série de simulation (figure III-35) des équations de dispersion (III-3) (III-4) a été effectuée pour le guide plan de la figure (III-19) et pour un champ de gélification égal à zéro, dans le but d'étudier l'influence du substrat sur l'accord de phase et le caractère mono-mode du guide d'onde.

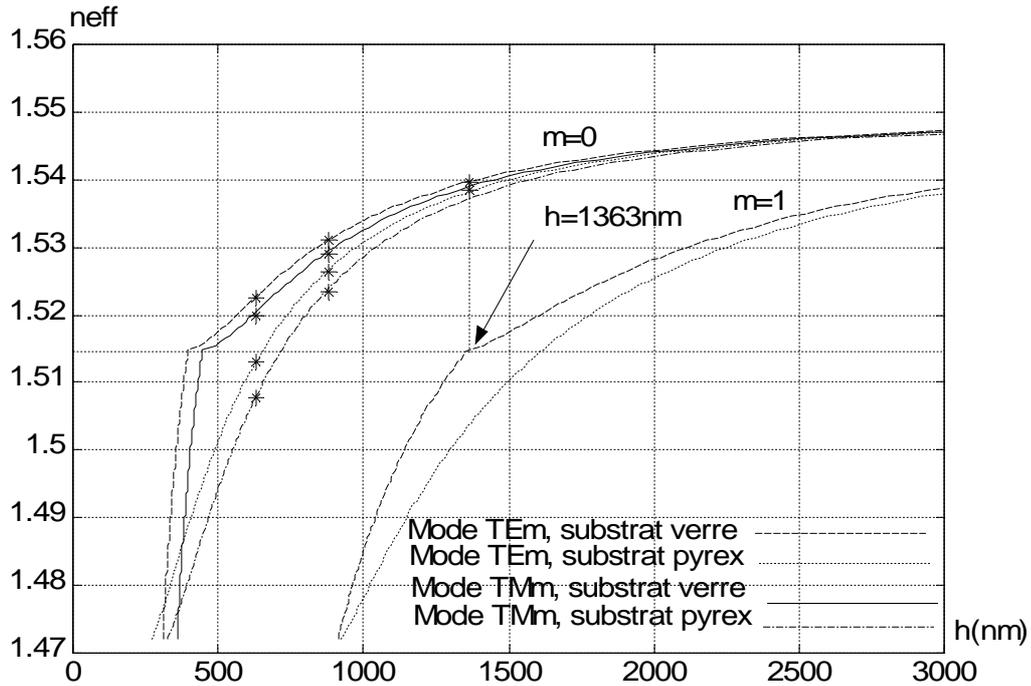


Fig. III.35- Biréfringence de mode fondamental en fonction de l'épaisseur de la couche mince de guidage h , pour le cas du dépôt sur un substrat en verre et en pyrex et pour un champ de gélification égal à zéro

Les simulations montrent que pour une valeur de l'épaisseur supérieure à $h=878\text{nm}$, le guide perd son caractère mono-mode si le substrat est en pyrex, la biréfringence est de $\Delta n_{\text{eff}}=0.0028\text{nm}$. Par contre pour un substrat en verre, le caractère mono-mode est conservé à une épaisseur $h=1363\text{nm}$ avec une biréfringence de $\Delta n_{\text{eff}}=0.0010\text{nm}$ (l'épaisseur de coupure du mode TE₁ avec l'axe des abscisses)

On regroupe les différents résultats de la biréfringence de modes fondamentaux pour le substrat en verre sur le tableau 15.

Tableau 15

$h(\text{nm})$	$n_{\text{eff}}(\text{TE}_0)$	$n_{\text{eff}}(\text{TM}_0)$	Δn_{eff}
630	1.5225	1.5200	0.0025
878	1.5310	1.5290	0.0020

On peut voir qu'en augmentant l'indice de réfraction du substrat, la pente des courbes des modes augmente (fig. III-35) et l'épaisseur de coupure croît.

De plus pour les conditions sur l'épaisseur qui garantissent le caractère mono-mode d'un guide sur substrat en verre ou en pyrex, on constate sur le tableau 15,5 et la figure III-35 que si on augmente l'épaisseur (de 630nm à 878nm), on observe une convergence des courbes des modes TE₀ et TM₀ avec une biréfringence Δn_{eff} entre 0.0053 et 0.0028 (substrat pyrex) à 0.0025 et 0.0020 (substrat verre). Donc une diminution de la biréfringence

Cas 2 : $n_x \hat{n}(n_y, n_z)$

Si le champ de gélification est parallèle au plan de la couche mince, la figure III-36 représente une simulation de l'évolution des indices effectifs des modes TE₀, TM₀ et TE₁ en fonction de l'épaisseur h pour des substrats en pyrex et en verre.

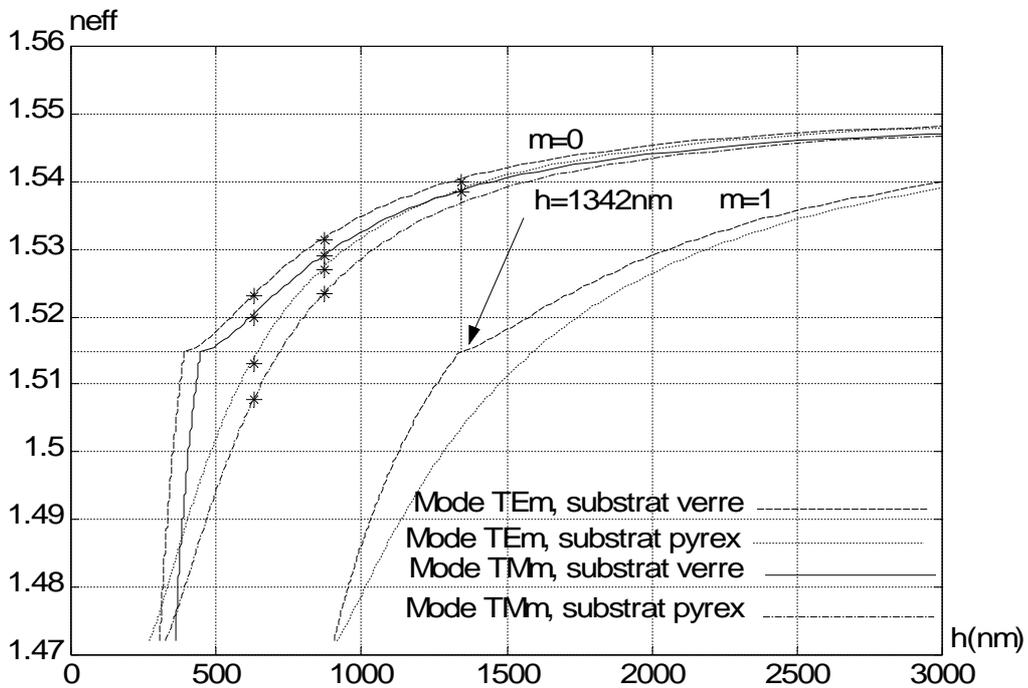


Fig. III.36- Biréfringence de mode fondamental en fonction de l'épaisseur de la couche mince de guidage h, pour le cas du dépôt sur un substrat en verre et en pyrex et pour un champ de gélification parallèle au plan de la couche mince

On constate que le caractère mono-mode est perdu pour h=872nm avec une biréfringence de $\Delta n_{\text{eff}}=0.0034$ nm pour le substrat en pyrex, par contre pour un substrat en verre, le caractère mono-mode est conservé à une épaisseur h=1342nm avec une biréfringence de $\Delta n_{\text{eff}}=0.0015$ nm (l'épaisseur de coupure du mode TE₁ avec l'axe des abscisses)

On regroupe les différents résultats de la biréfringence des modes fondamentaux pour le substrat en verre sur le tableau 16.

Tableau 16

h(nm)	n _{eff} (TE ₀)	n _{eff} (TM ₀)	Δ n _{eff}
630	1.5230	1.5200	0.0030
872	1.5315	1.5290	0.0025

On constate pour le cas du champ de gélification parallèle au plan de la couche mince des tableaux 16 et 6 et la figure III-36, que si on augmente l'épaisseur (de 630nm à 872nm), on observe une convergence des courbes des modes TE₀ et TM₀ avec une biréfringence Δ n_{eff} variant de 0.0061 à 0.0034 (substrat en pyrex) et 0.0030 et 0.0025 (substrat en verre). Donc une diminution de la biréfringence mais cette dernière reste inférieure par rapport au cas 1.

III.3.5.2.3 Cas 3 : $n_y \hat{h}(n_x, n_z)$

Si le champ de gélification est perpendiculaire au plan de la couche mince, la figure III-37 représente une simulation de l'évolution des indices effectifs des modes TE₀, TM₀ et TE₁ en fonction de l'épaisseur h pour des substrats en pyrex et en verre.

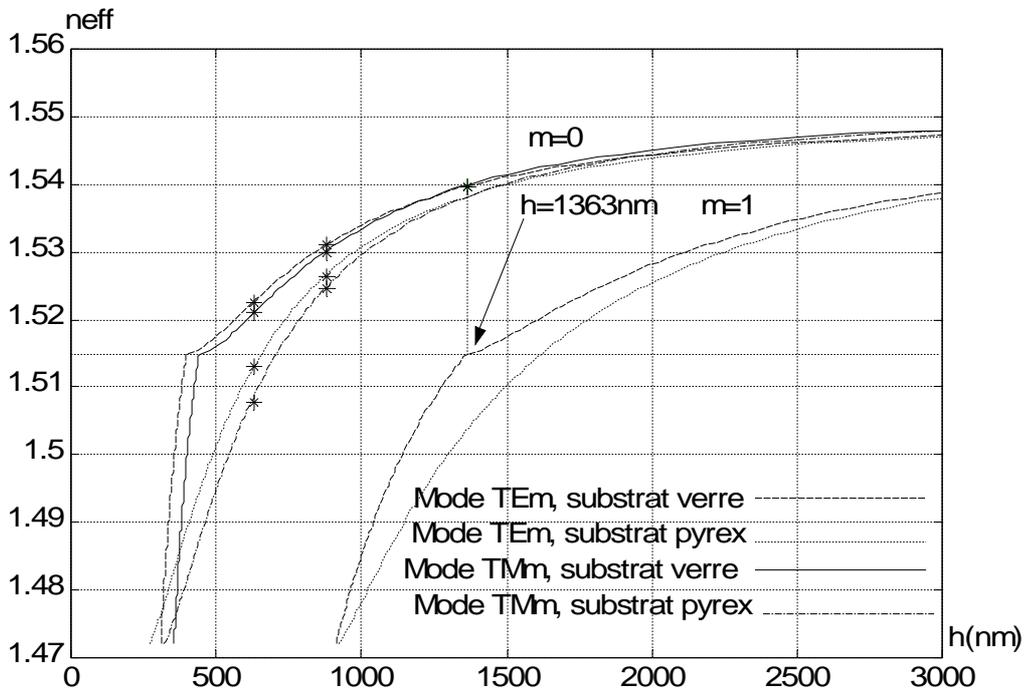


Fig. III.37- Biréfringence de mode fondamentale en fonction de l'épaisseur de la couche mince de guidage h, pour le cas du dépôt sur un substrat en verre et pyrex et pour un champ de gélification perpendiculaire au plan de la couche mince

L'intersection des deux courbes des modes TE₁ pour les guides sur pyrex et sur verre avec l'axe des abscisses respectivement $n=1.472$ et $n=1.515$ se fait pour $h=878\text{nm}$ avec une biréfringence de $\Delta n_{\text{eff}}=0.0019$ et $h=1363\text{nm}$ avec une biréfringence nulle de $\Delta n_{\text{eff}}=0$ (Valeur de condition limite pour le caractère mono-mode).

On regroupe les différents résultats de la biréfringence des modes fondamentaux pour le substrat en verre sur le tableau ci dessous

Tableau 17

h(nm)	$n_{\text{eff}}(\text{TE}_0)$	$n_{\text{eff}}(\text{TM}_0)$	Δn_{eff}
630	1.5225	1.5210	0.0015
878	1.5310	1.5300	0.0010

On constate pour le cas du champ de gélification perpendiculaire au plan de la couche mince des tableaux 17, 8 et la figure III-37 que si on augmente l'épaisseur (de 630nm à 878nm), on observe une convergence des courbes des modes TE₀ et TM₀ avec une biréfringence Δn_{eff} entre 0.0044 et 0.0019 (substrat en pyrex) à 0.0015 et 0.0010 (substrat verre). Donc une diminution importante de la biréfringence, de plus cette dernière est optimum par rapport au cas 1 et 2.

Conclusion

Le dépôt sur un substrat en verre assure une diminution importante de la biréfringence, de plus l'originalité comme il a été montré est que la biréfringence pouvait s'annuler sur un intervalle de valeurs de l'épaisseur pour un guide mono-mode. La valeur obtenue sur verre est intéressante, mais elle s'est avérée peu exploitable, car les couches recuites à 100 °C ne sont pas stables dans le temps, contrairement à celles recuites à 500 °C [8].

III.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté des résultats concernant l'accord de phase dans une couche mince en SiO₂/TiO₂ dopée par des nanoparticules de maghémite γ -Fe₂O₃. On a constaté que l'accord de phase dans un guide rectangulaire se produit pour une hauteur du film guidant légèrement inférieure à sa largeur. De plus, pour le cas de l'épaisseur égale ou supérieure à la largeur du film guidant, la conversion de puissance maximum augmente si on augmente l'écart entre l'indice de réfraction du film guidant et celui du substrat.

D'autre part, pour les anisotropies optiques conformément à nos attentes, l'application d'un champ magnétique perpendiculaire au plan de la couche pendant la phase de gélification, induit une diminution de la biréfringence de mode. Ceci résulte de l'orientation des nanoparticules qui créent une anisotropie linéaire et favorisent la propagation du mode TM. Pour avoir une biréfringence faible il faut augmenter l'épaisseur de la couche mince au maximum tout en restant dans une plage garantissant le caractère mono-mode du guide. Donc par l'ajustement de

l'épaisseur et par cette orientation on présente un nouveau moyen potentiel pour réaliser l'accord de phase.

De plus, la diminution de la longueur d'onde et le dépôt sur un substrat en verre contribuent également à une diminution optimale de la biréfringence.

IV.1 Introduction :

L'objectif de ce travail est de localiser l'annulation de la biréfringence de mode dans un guide d'onde en arête et dans le cas d'un convertisseur où le rapport de transfert de puissance atteint son maximum. Cette condition très intéressante est sollicitée dans de nombreuses applications comme par exemple l'isolateur. Pour cela et par ce que il y'a différentes méthodes et tentatives d'obtenir l'accord de phase, on étudie dans notre cas l'accord de phase dans un guide d'onde en arête en présentant une méthode basée sur le transfert de puissance entre deux modes. Enfin, on illustre l'effet du désaccord de phase sur la puissance réfléchiée.

IV.2 L'accord de phase dans un guide d'ondes en arête

Avec la technologie actuelle, il est aisé de réaliser un confinement latéral en définissant un guide en arête. Le guide en arête est défini par une gravure partielle du film de SiO₂/TiO₂ révélant une partie du guide rectangulaire (Fig. IV.1).

De par les faibles dimensions des guides en arête et le changement d'indice brutal intervenant dans la structure, la modélisation nécessite un calcul précis et rigoureux des conditions de continuité. Le logiciel retenu pour les simulations est le FIMMWAVE commercialisé par la société Photon design.

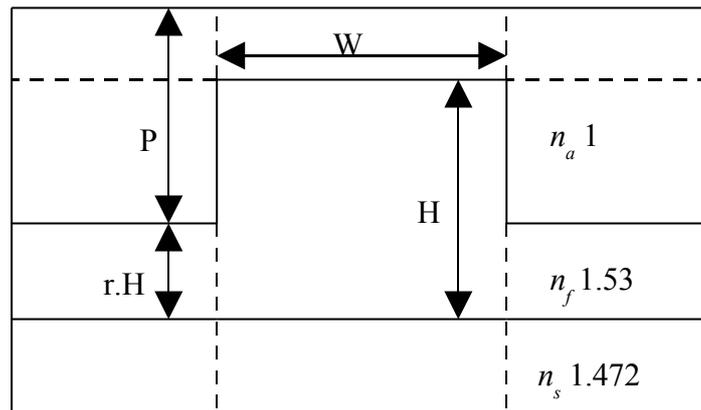


Fig. IV.1 -Guide d'onde en arête simulé par logiciel FIMMWAVE, r est le paramètre de gravure, l'indice du film guidant $n_f = 1.53$, du substrat $n_s = 1.472$. P, W, H sont des paramètres des dimensions du guide et la longueur d'onde $\lambda = 0.633 \mu m$

La composante principale d'un champ est la composante de plus forte intensité suivant une direction, les deux autres composantes selon les autres directions sont beaucoup plus faibles.

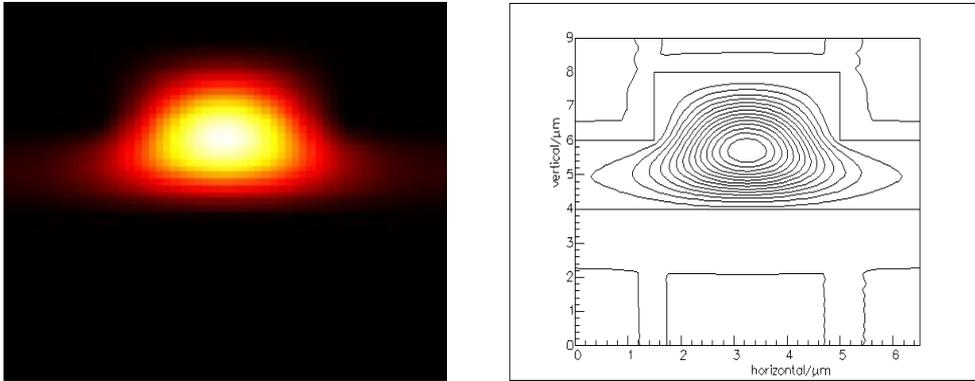


Fig. IV.2 - Intensité de la puissance du mode TE_0 pour un paramètre de gravure $r = 0.5$ ($\beta_{TE_0} = 15.15163509$, $n_{eff} = 1.526452674$) Vue 2D

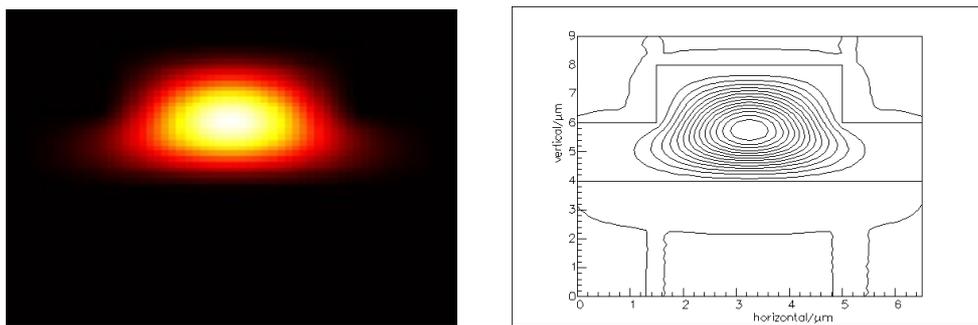
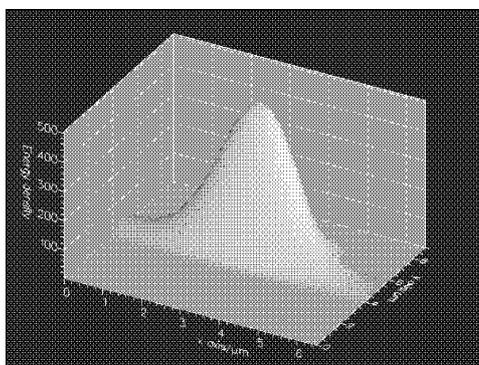
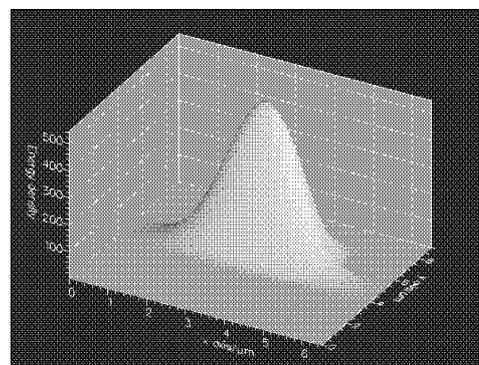


Fig. IV.3 - Intensité de la puissance du mode TM_0 pour un paramètre de gravure $r = 0.5$ ($\beta_{TM_0} = 15.15057434$, $n_{eff} = 1.526345808$) Vue 2D



Mode TE_0



Mode TM_0

Fig. IV.4 - Vue en 3D

On constate sur les figures IV.2, IV.3, IV.4 que l'étalement du mode dans les zones latérales est plus important pour la polarisation TE que pour le cas de la polarisation TM. La

biréfringence d'indice effectif est de $\Delta n_{eff} = 0.000107$, pour un paramètre de gravure $r = 0.5$.

Les dimensions physiques du guide d'onde de la figure IV.1 sont : La largeur $w = 3.5\mu m$, la hauteur $H = 4\mu m$ et le paramètre de gravure $r = 0.5$, c'est un guide mono-mode (fig. IV.5)

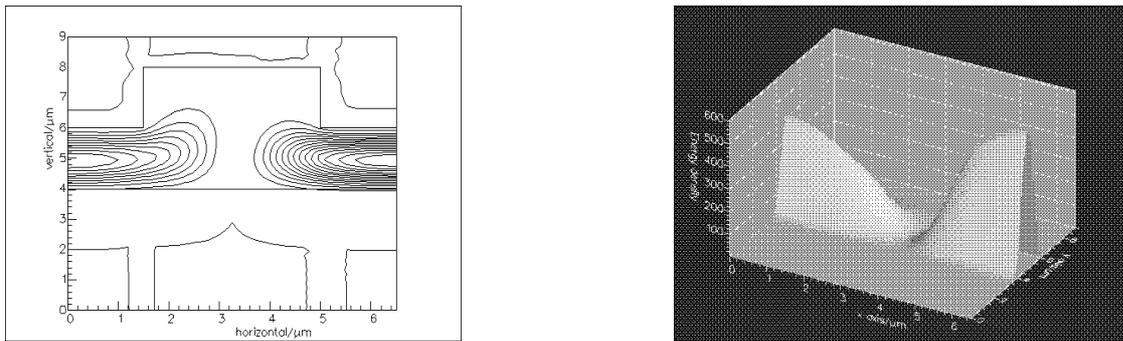


Fig. IV.5 – *Mode TE1 non guidant dans un guide d'onde en arête pour $w = 3.5\mu m$, $H = 4\mu m$ et $r = 0.5$*

Sur la figure IV.2, IV.3 et IV.4 seuls les modes TE_0 , TM_0 peuvent se propager dans le film guidant, on constate qu'à partir du mode TE_1 la dispersion latérale des modes est très importante, comme si il n'y avait pas de confinement latéral.

IV.2.1 Influence du paramètre de gravure r sur l'accord de phase.

Dans le but d'étudier l'influence du paramètre de gravure r sur l'accord de phase la simulation a été effectuée pour une hauteur H du guide fixée à $4\mu m$ et un paramètre de gravure variant de 0.3 à 0.8 pour une longueur d'onde de $0.633\mu m$

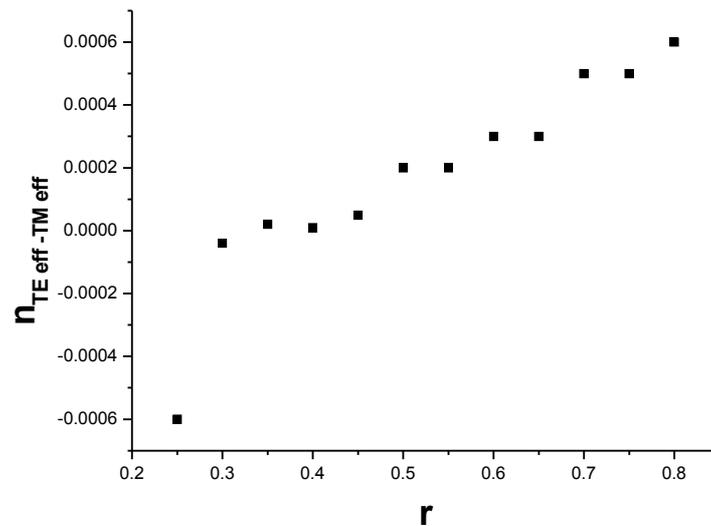


Fig. IV.6– *Influence du paramètre de gravure r sur l'accord de phase.*

$$H=4\mu\text{m et } \lambda=0.633\mu\text{m} .$$

D'après la figure IV.6, on constate que le signe de la biréfringence s'inverse pour un paramètre de gravure r compris entre 0.3 et 0.4, donc il existe une valeur du paramètre de gravure r pour laquelle les biréfringences peuvent s'annuler.

De plus on remarque à partir de l'annulation de la biréfringence, que plus on augmente le paramètre de gravure r et plus on s'éloigne de l'accord de phase mais la biréfringence varie très peu avec ce paramètre.

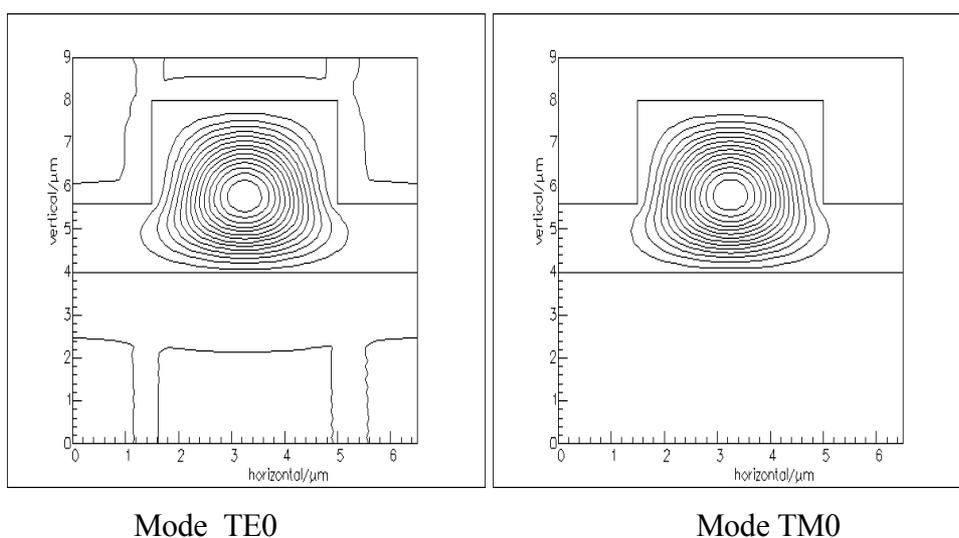


Fig. IV.7 - *Intensité de la puissance des modes TE0, TM0 pour un paramètre de gravure $r = 0.4$*

On constate sur la figure IV.7 que pour une biréfringence presque nulle $\Delta n_{eff} = 610^{-6}$ ($r = 0.4$) le confinement des modes TE0 et TM0 s'améliore et l'étalement du mode TE0 dans les zones latérales diminue considérablement et la différence d'intensité n'apparaît pas ici.

IV.2.2- Influence de la longueur d'onde sur l'accord de phase.

On étudie maintenant l'influence de la longueur d'onde sur l'accord de phase. Pour un guide d'onde ($w=3.5\mu\text{m}$, $H=4\mu\text{m}$ et $r = 0.5$), la différence d'indice effectif est calculé pour des longueurs d'onde λ entre 0.633 et 1.6 μm pour chaque polarisation.

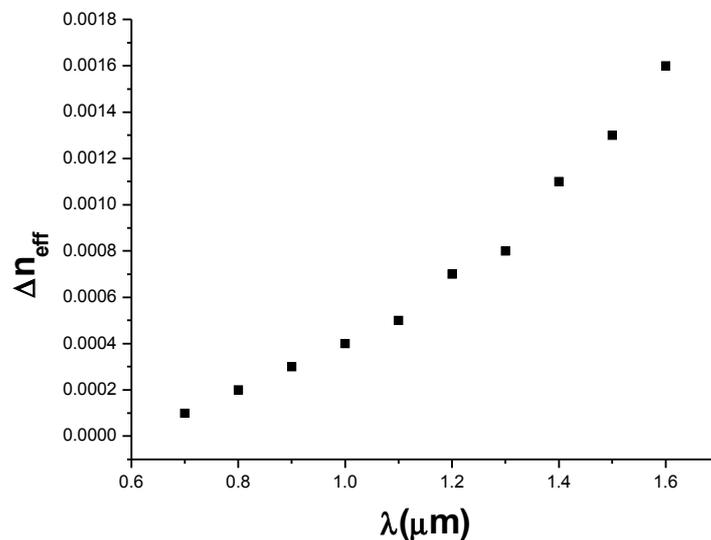


Fig. IV.8 – Influence de la longueur d'onde λ sur l'accord de phase.

On constate de la figure IV.8 que la biréfringence d'indice effectif varie proportionnellement avec la longueur d'onde.

Par contre le confinement est inversement proportionnel à la longueur d'onde, donc si λ augmente le confinement diminue (un exemple du confinement pour une longueur d'onde $\lambda=0.8\mu\text{m}$ est donné ci dessous)

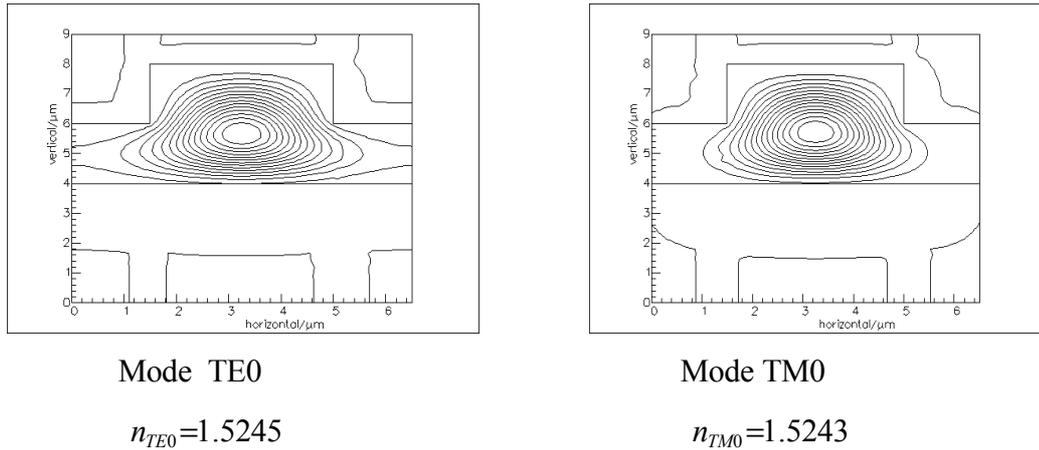


Fig. IV.9- *Intensité de la puissance des modes TE0, TM0 pour
Une longueur d'onde $\lambda=0.8\mu m$*

On remarque sur la figure IV.9 que si on augmente la longueur d'onde, la biréfringence des modes augmente, pour $\lambda=0.8\mu m$ la biréfringence augmente jusqu'à $\Delta n_{eff} = 0.0002$ et le confinement des modes TE0 et TM0 se détériore, de tel sorte que l'étalement du mode TE0 dans les zones latérales augmente et la différence de l'intensité apparaît ici.

De cette étude de l'accord de phase, on constate que ce dernier est étroitement lié au rapport de transfert entre deux modes. Nous avons donc exploité cette propriété pour l'étude du convertisseur [2] et sa simulation par le logiciel FIMMWAVE et FIMMPROP (en utilisant les mesures du scanner du FIMMPROP). Le but étant d'aboutir à un ajustement précis de la longueur de conversion correspondant à l'annulation de la biréfringence de mode.

IV.3 Application à un convertisseur

IV-3-1 L'accord de phase entre les modes TE₀-TE₁ dans un convertisseur

Pour concevoir un convertisseur de mode on utilise une structure périodique. Une période est réalisée par la jonction de deux guides d'ondes de section différente (Fig. IV-10, IV-11) et liés ensemble par un simple joint. Nous commençons donc par établir une telle structure.

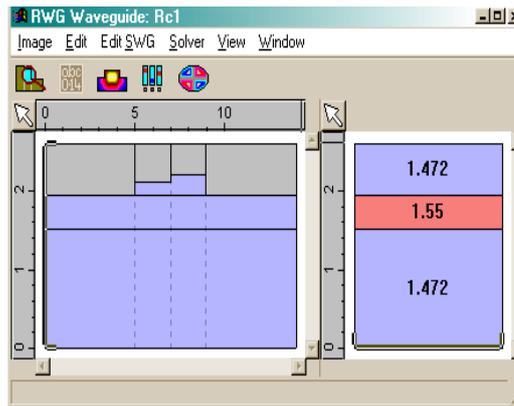


Fig. IV.10 -Guide 1 (les indices du superstrat, film guidant et substrat sont respectivement $n_c=1.472$, $n_f=1.55$, $n_s=1.472$)

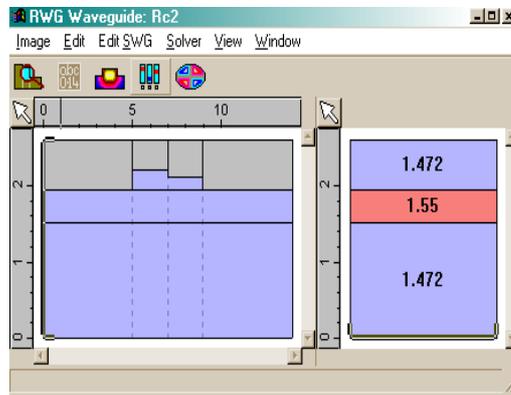


Fig. IV.11 -Guide 2 (les indices du superstrat, film guidant et substrat sont respectivement $n_c=1.472$, $n_f=1.55$, $n_s=1.472$)

- Dans l'arbre de projet de FIMMPROP on crée deux nouveaux dispositifs sous le projet, nommé "FIMMPROP-convert" et "FIMMPR2"
- On double clique sur "FIMMPROP-convert" dans l'arbre de projet. Le rédacteur apparaît et en obtient une nouvelle section d'un guide d'onde "Ribper1", on place le deuxième guide d'onde "Ribper2".
- On clique sur joint simple dans l'éditeur pour apposer *un joint simple* entre les deux sections des guides d'onde (figure IV-12).

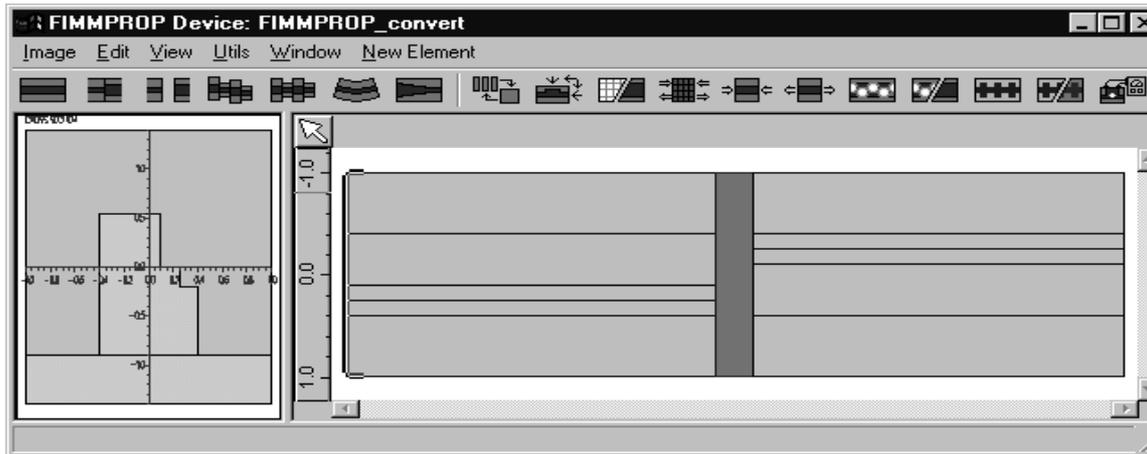


Fig. IV-12 Les deux guides d'ondes formant une période reliés avec un joint bleu

- Maintenant on définit une période et on crée la structure périodique que nous avons proposée :
- On double clique sur "FIMMPR2" dans l'arbre de projet. Le rédacteur correspondant apparaîtra. On s'assure que le rédacteur précédent "FIMMPROP-convert" est encore évident.
- On crée une *section périodique simple* en cliquant sur la section périodique simple
- Une *section périodique simple* est constituée d'une section secondaire (figure IV-13), qui se répète N fois, avec insertion automatique du joint entre les répétitions. La section secondaire peut être de n'importe quelle forme.
- Nous pouvons indiquer que le dispositif "FIMMPROP-convert" représente la section secondaire de la section périodique simple en effectuant les étapes suivantes :
- On copie le dispositif "FIMMPROP-convert" sur la planchette par sélection **/edit/copy this device** dans le rédacteur de "FIMMPROP-convert".
- Dans le rédacteur "FIMMPR2", on clique sur la *section périodique simple* (en vert), et on choisit **/paste sub element**
- On clique maintenant encore sur cet élément et on choisit **/edit proprieties...**, ceci indique les propriétés de cet élément. On choisit une période de 3. On peut visualiser réellement ce qu'est la structure "FIMMPR2" par le choix **/view/toggle real-symbolic view** du menu. La section secondaire de la section périodique simple apparaît maintenant (c.-à-d. le dispositif dans le rédacteur de période) répété 3 fois.
- La section secondaire est séparée par un joint simple interne de longueur physique zéro. La structure définitive est obtenue en agissant sur l'offset dans "FIMMPROP-convert".

- En conclusion, nous devons indiquer un port d'entrée et de rendement. Pour plus de simplicité, à l'entrée nous plaçons une section du guide d'onde "Ribper1" comme section transversale, et pour le rendement une section de guide d'onde avec "Ribper2" comme section transversale. Puisque nous avons déjà créé ces derniers dans "FIMMPROP-convert", tout que nous devons faire c'est les copier :
- Dans rédacteur "FIMMPROP-convert", on choisit et on copie le guide d'onde de gauche par **/edit/copy** dans la barre de menu du rédacteur.
- Dans "FIMMPR2" rédacteur, on clique à gauche de la section périodique simple et on choisit **/edit/paste** de la barre de menu du rédacteur.
- De même, dans le rédacteur de "FIMMPROP-convert", on choisit et on copie une section du guide d'onde de droite, et on la colle à la droite de la section périodique simple dans rédacteur. "FIMMPR2".
- Nous ne devons pas omettre l'ajout des joints simples pour la conformité :
 - On place le curseur entre la section 1 et 2 et on clique sur le bouton pour insérer un joint.
 - On procède de la même manière entre la section 2 et 3, et on obtient le composant de la figure IV-13, IV-14

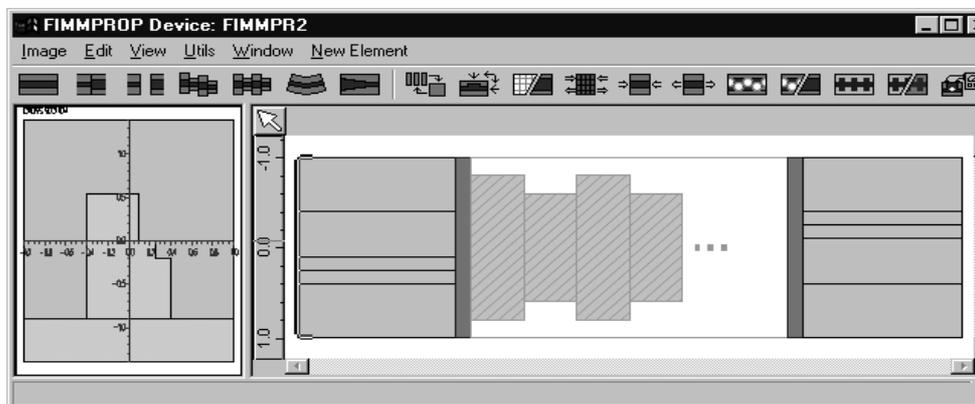


Fig. IV-13 *Le convertisseur avec tous ses éléments.*

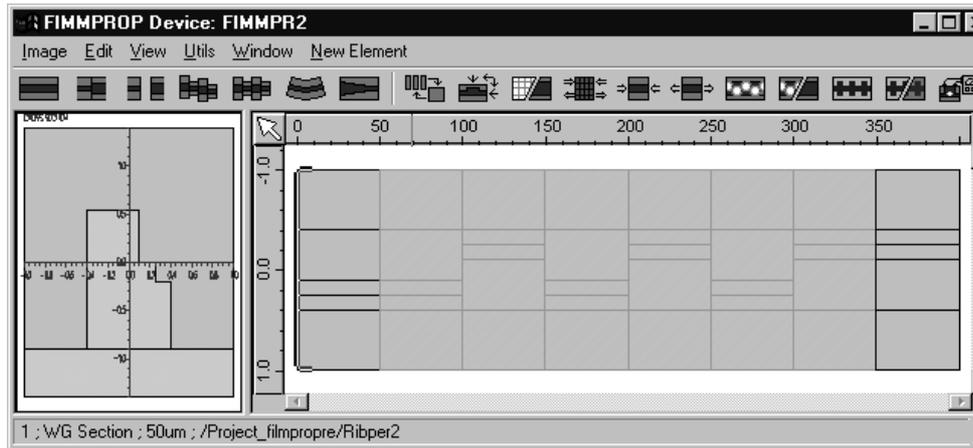


Fig. IV-14 *Convertisseur vue de dessus*

- On donne la valeur de la longueur d'onde $\lambda=0.633\mu m$.

Maintenant nous injectons les deux modes fondamentaux (fig. IV-15)

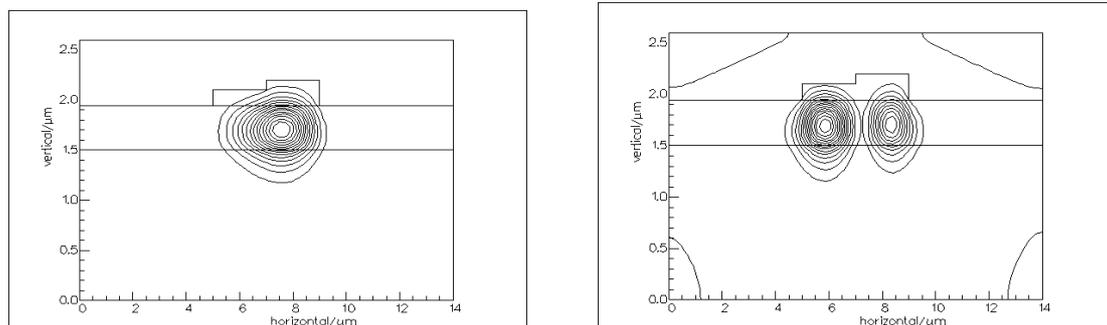


Fig. IV.15 –Les modes injectés TE_0 ($\beta_{TE0}=14.94057\mu m^{-1}$) et le mode TE_1 ($\beta_{TE1}=14.89810\mu m^{-1}$)

Résultats du scanner

La variation de la puissance entre les modes TE_0 et TE_1 et la conversion en fonction de la longueur des deux éléments composants la période est donnée sur la figure (Fig.IV.16)

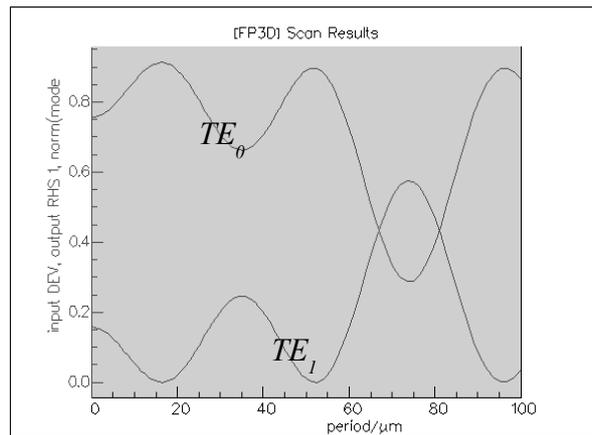


Fig. IV.16 - $L_C=75\mu m$

On règle la longueur de la période du convertisseur à $2 \times 75\mu m$ (résultat obtenu Fig.IV.16), et en réinjecte les deux modes, on obtient ainsi le résultat suivant (Fig.IV.17)

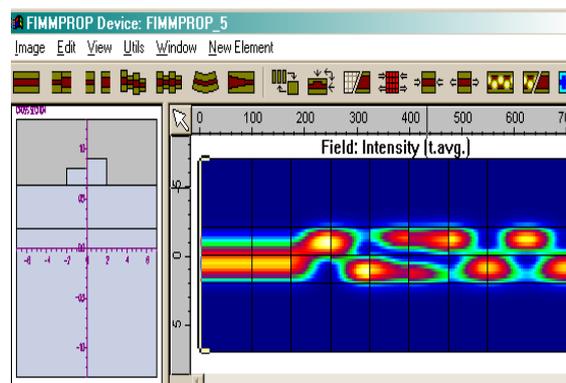


Fig. IV.17 -Intensité de la lumière convertie dans le mode TE_1

Cette image montre clairement la conversion majoritaire de la puissance dans le deuxième mode (tableau 8).

Tableau 8

	Entrée	Sortie
MODE TE_0	85%	28%
MODE TE_1	15%	57%

Une grande partie de la puissance est convertie dans le 2ème mode, avec des pertes de 15% de la puissance total transmise (figures IV.18)

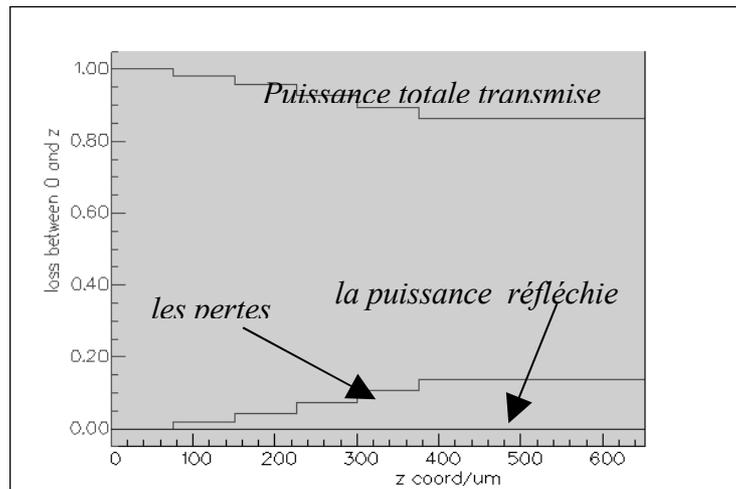


Fig. IV.18 -*Puissance totale transmise, les pertes et la puissance réfléchie*

Interprétation

Donc pour cet exemple et parce que la constante de propagation ou le désaccord de phase $\Delta\beta$ entre les deux modes est lié à la longueur de conversion L_C et à l'énergie échangée entre eux, on a montré comment se produit la conversion de la puissance d'un mode à l'autre en fonction de la longueur de conversion.

De plus, il faut souligner que l'ajustement de la longueur de conversion, permet de s'affranchir d'une recherche fine de l'accord de phase et l'augmentation du maximum du taux de conversion. C'est cette propriété que nous avons exploitée à l'aide du logiciel FIMMWAVE.

IV.3.2 Paramètres de gravures et taux de conversion de puissance entre deux modes

La conversion de la puissance entre deux modes est une propriété intéressante qui peut être utilisée pour différente application, pour cela il y'a plusieurs tentatives pour optimiser le taux de conversion. Notre étude porte sur l'influence de la gravure de la couche guidante sur le taux de conversion.

Cas 1

Pour la section IV-3-1 la conversion de la puissance a la sortie est de 28% pour le mode1 et 57% pour le mode2. Dans le but de minimiser le plus possible la puissance transmise dans le mode1 on grave la couche mince guidante latéralement de $G=H(1-r)=0.34\mu\text{m}$ (fig. IV-19)

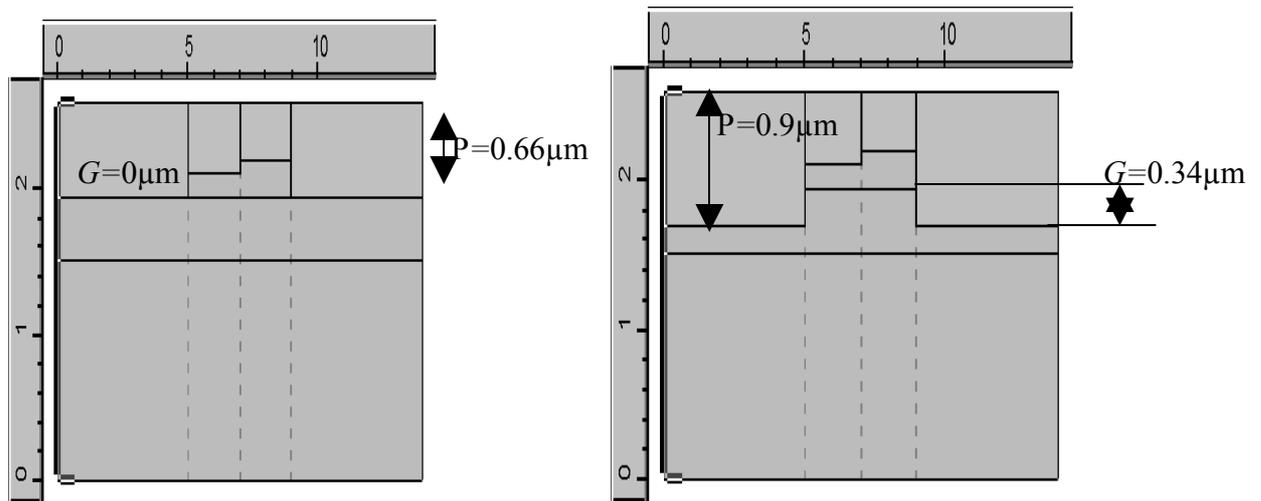


Fig. IV.19 – Gravure de la couche guidante latérale du guide de base du convertisseur

Pour une gravure de la couche guidant de $0.34\mu\text{m}$ on injecte les deux modes à la longueur d'onde $\lambda=0.633\mu\text{m}$

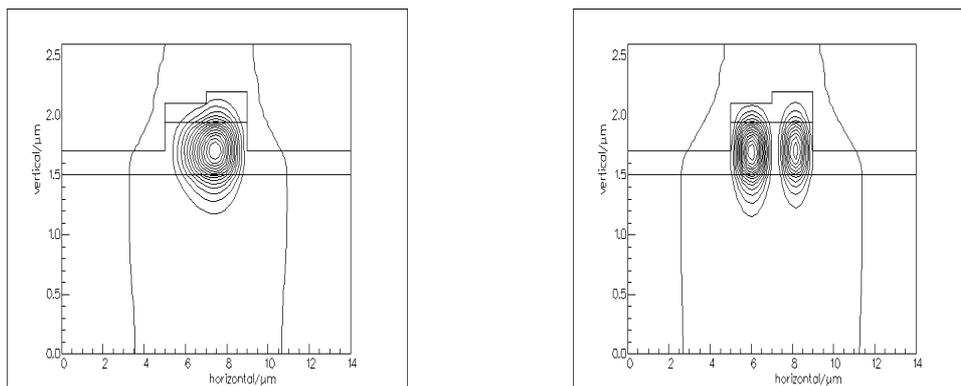


Fig. IV.20 – Les modes injectés TE_0 ($\beta_{TE0}=14.93533\mu\text{m}^{-1}$) et le mode TE_1 ($\beta_{TE1}=14.87794\mu\text{m}^{-1}$)

La conversion de puissance en fonction de la longueur des deux éléments composants la période est donnée sur la figure (Fig.IV.21)

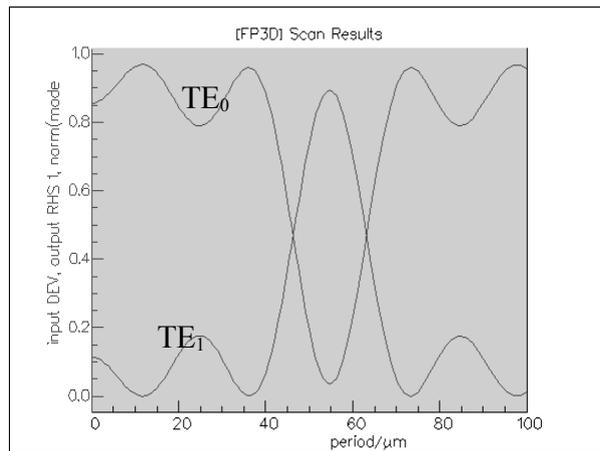


Fig. IV.21 – $L_C=55\mu m$

Tableau 9

	Entrée	Sortie
MODE TE₀	85%	03%
MODE TE₁	11%	89%

On remarque sur le tableau que la conversion de la puissance dans le mode 2 atteint 0.89% , pour le mode1 on a pu la minimiser à 0.03%.

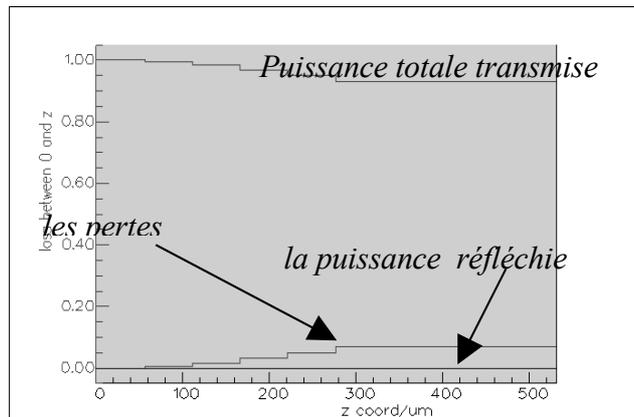


Fig. IV.22 – *Puissance totale transmise, les pertes et la puissance réfléchie*

Pour le cas1 on constate que la gravure latérale a donné des résultats intéressants où le taux de conversion de la puissance du mode1 a augmenté, il ne reste que 3% de la puissance transmise, les pertes ont diminué de 15% à environ 8% de la puissance total transmise (fig.IV.22).

Cas 2

Pour la gravure de $G=H(1-r)=0.44\mu\text{m}$, on élimine la partie latérale de la couche guidante (Fig. IV.23, Fig. IV.24)

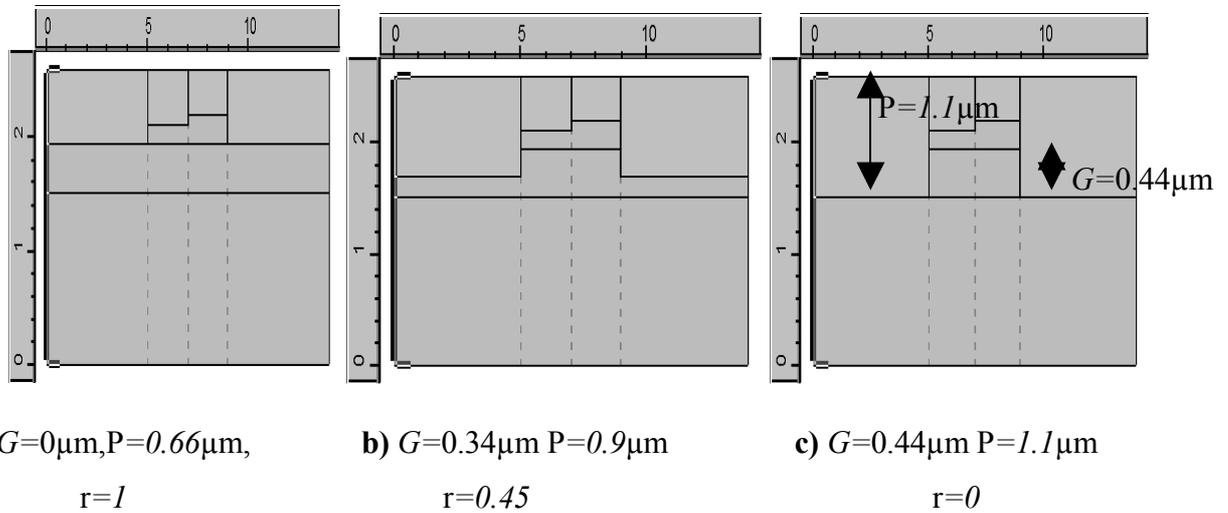


Fig. IV.23 – *Elimination de la couche latérale guidante a) par augmentation de la gravure du guide b) , où le guide c) présente le guide final.*

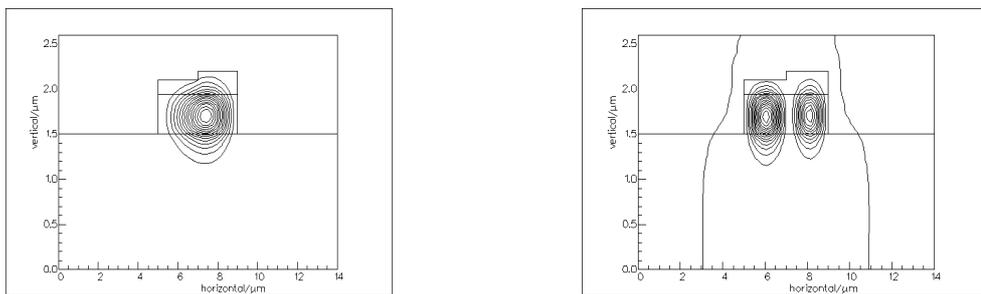


Fig. IV.24 – *Les modes injectés TE_0 ($\beta_{TE0}=14.93401\mu\text{m}^{-1}$) et le mode TE_1 ($\beta_{TE1}=14.87290\mu\text{m}^{-1}$)*

La conversion de puissance en fonction de la longueur des deux éléments composant la période est donnée sur la figure IV.25

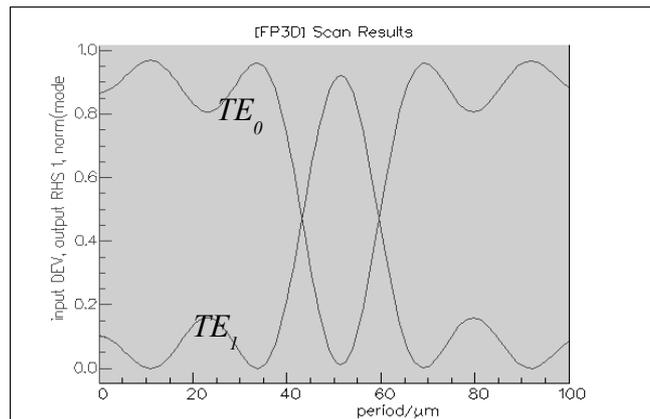


Fig. IV.25 – $L_C=52\mu\text{m}$

Tableau 10

	Entrée	Sortie
MODE TE₀	86%	01%
MODE TE₁	10%	91%

On remarque sur le tableau 10 que la conversion de la puissance dans le mode 2 augmente jusqu'à 91% , pour le mode1 on a pu la minimiser à 1%.

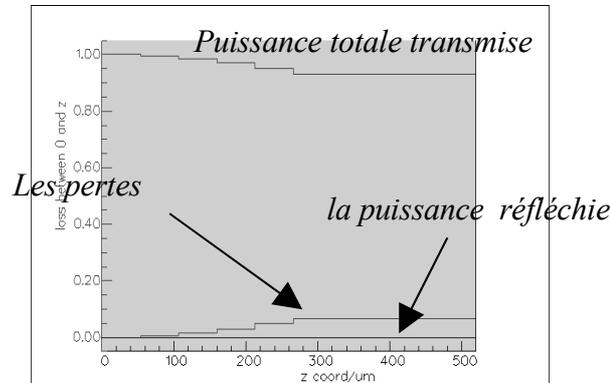


Fig. IV.26 – *Puissance totale transmise,*

Les pertes (inférieures à 10%) et la puissance réfléchie

On constate pour cette étude de la gravure latérale, que le taux de transfert de puissance augmente quand la gravure devient importante, et les meilleurs résultats sont obtenus pour le cas où la partie latérale de la couche guidante est complètement éliminée, avec une puissance convertie dans le 2ème mode de 91% et le premier mode est presque inexistant avec une puissance de 1%

- La variation de la longueur du guide de base du convertisseur en fonction de la gravure est donnée sur la figure IV.27

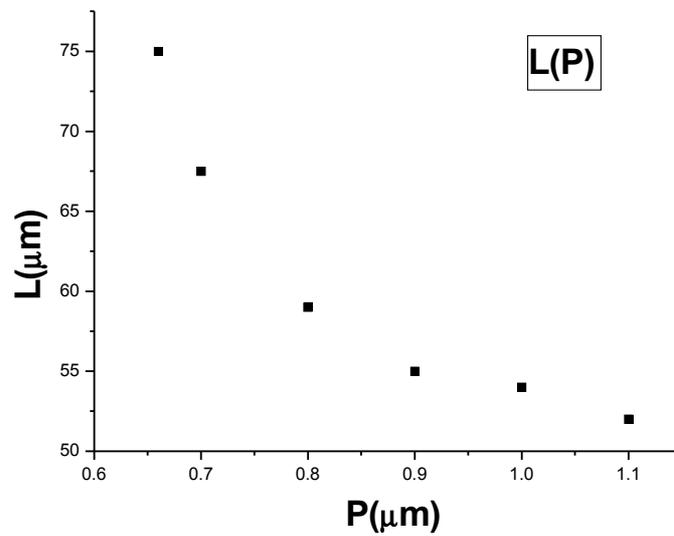


Fig. IV.27– Variation de la longueur du guide de base du convertisseur en fonction de la gravure P pour une longueur d'onde $\lambda=0.633\mu\text{m}$.

On remarque que la longueur L diminue avec l'augmentation de la gravure r , donc ces deux paramètres varient inversement. Alors pour avoir un taux de conversion maximal à la sortie du convertisseur et pour diminuer la longueur L on augmente la gravure ce qui permet d'obtenir des résultats intéressants.

- Variations des deux modes TE0 et TE1 en fonction de la gravure

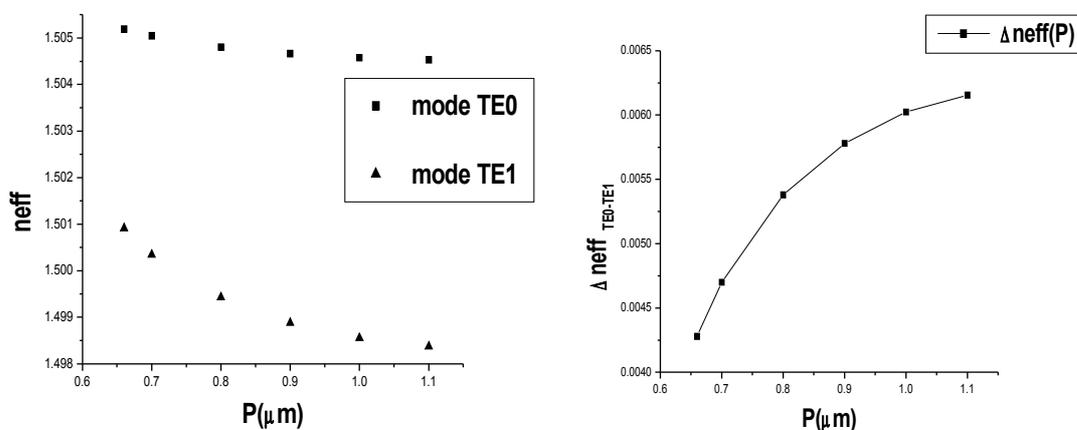


Fig. IV.28– Variation de l'indice effectif des modes TE0 et TE1 à l'entrée du guide de base du convertisseur en fonction de la gravure P pour une longueur d'onde $\lambda=0.633\mu\text{m}$.

On remarque sur la figure IV-28 que si r augmente l'indice effectif des deux modes qui se propagent dans le convertisseur diminue et la biréfringence entre eux augmente.

- Variations des deux modes TE0 et TE1 en fonction de la longueur d'onde λ

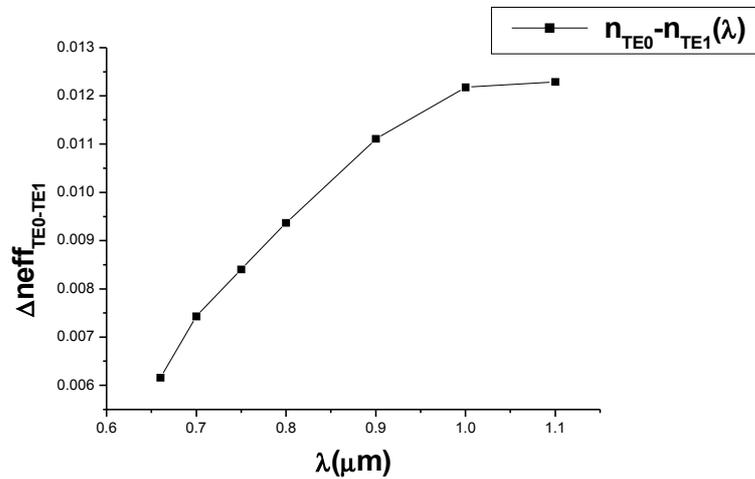


Fig. IV.29– Variation de la biréfringence des deux modes TE0 et TE1 à l'entrée du guide de base du convertisseur en fonction de la longueur d'onde λ .

On remarque sur la figure IV-29 que les variations de la biréfringence des deux modes TE0 et TE1 varie proportionnellement avec la longueur d'onde λ .

- Variations du taux de conversion entre deux modes TE0 et TE1 en fonction de la longueur d'onde λ .

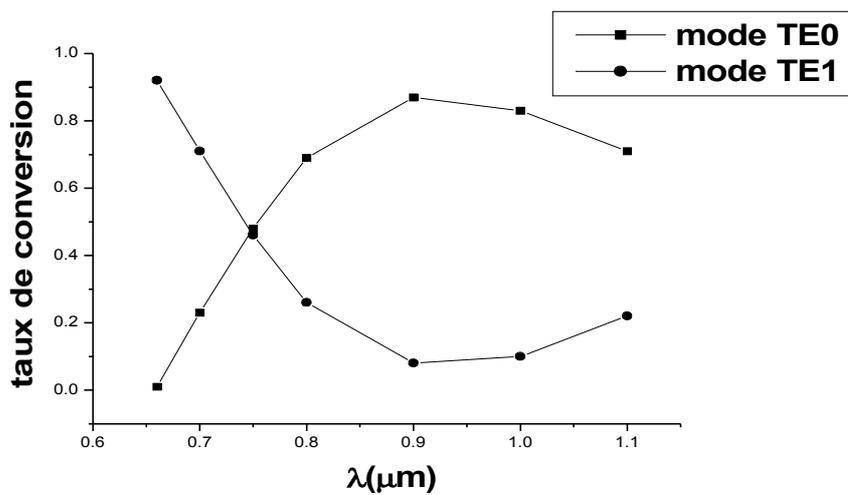


Fig. IV.30– Variation de la puissance convertie dans les modes TE0 et TE1 à la sortie du guide de base du convertisseur en fonction de la longueur d'onde λ .

On constate sur la figure IV.30 que la variation de la puissance convertie d'un mode à l'autre à la sortie du convertisseur, en fonction de la longueur d'onde λ , est valable que pour certaine valeur de la longueur d'onde de $0.633 \mu m$ à $0.75 \mu m$. La puissance dans le mode 2 (TE1) est supérieur de celle du mode 1 (TE0), par contre de $0.75 \mu m$ à $1.1 \mu m$ la puissance dans le mode 1 (TE0) reste supérieure à celle du mode 2 (TE1).

IV.3.3 Discussion des résultats

-
De nombreuses équipes ont travaillé à la simulation et l'amélioration des composants d'isolation[58], les méthode sont variées comme pour le cas des isolateurs intégrés à base d'une rotation fonctionnant sur les modes TE. Une isolation de l'ordre de 10 dB a été obtenue a partir du premier essai pour ce modèle d'isolateur. Après, le meilleur taux d'isolation étant attribué à Sugimoto avec 31 dB[27], pour notre cas la voie de recherche s'est orientée vers des isolateurs à base de conversion de puissance sur les modes TE à partir de deux guides et un convertisseur. Le convertisseur est à la base d'une section périodique d'une longueur L_{SP} , après le calcul et l'étude des différents paramètres qui influent sur la conversion de la puissance on ajuste la longueur de la section périodique à une longueur l correspond à $l=L_{SP}/2$. Pour l'entrée et la sortie de dispositifs on ajoute deux sélecteurs de mode TE0. Dans le sens direct, après la traversée de la longueur $l=L_{SP}/2$ de la section, la puissance transmise de la lumière reste dans le mode TE0 et elle ne subit aucune conversion donc elle se trouve alignée avec le sélecteur de sortie et absorbée par ce dernier : elle est donc transmise. Par contre dans le sens retour, pour la même longueur le mode TE0 est converti à un mode TE1 qui se retrouve inclinée par rapport au sélecteur d'entrée : la lumière est bloquée .

Les taux d'isolation concernant dans ce cas :

Tableau 11

	r =1	r =0.45	r =0
Taux d'isolation	4.81 dB	14.56 dB	19.35 dB

Le meilleur taux d'isolation enregistré est de l'ordre de 19.35 dB, obtenu pour une gravure $P=1.1 \mu m$ et un paramètre de gravure $r=0$ (tableau 11)

IV.4 Réflecteur

Un autre dispositif principal peut être simulé par FIMMPROP qui possède des propriétés entièrement bi-directionnelles. Ici nous illustrons l'effet de $\Delta\beta$ sur la réflexion du signal en modélisant des réflexions sur une facette inclinée. ___

Dans l'arbre de projet on crée un nouveau dispositif de FIMMPROP appelé 'FIMMPROPreflex'

- On crée une section d'un guide d'onde dont la longueur est de 60 μm
- On appose un joint.
- On définit la section d'un autre guide d'onde de 20 μm de longueur (IV-33)

Il s'agit d'un dispositif avec deux sections. La section gauche a un noyau de guidage avec un indice de réfraction relativement élevé, tandis que pour la droite on est dans l'air (fig.IV-31).

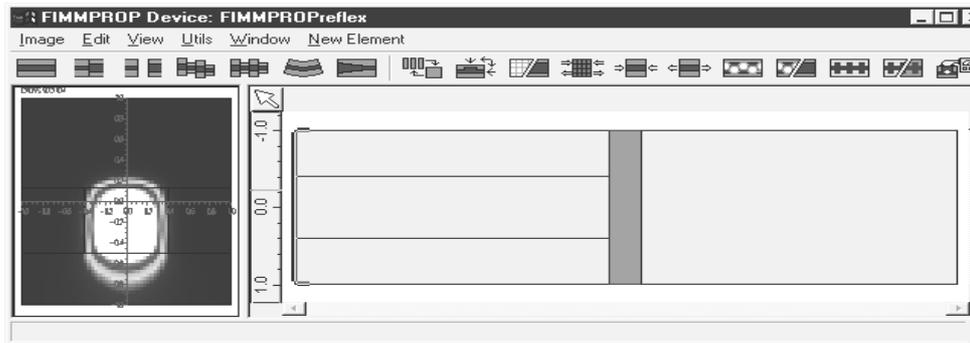


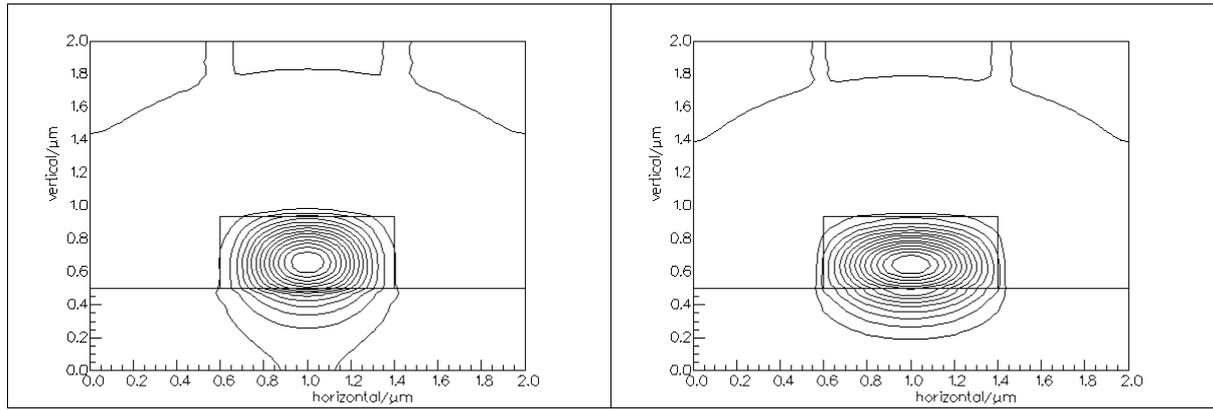
Fig. IV.31 Guide d'onde lié à une section d'air avec un joint en bleu

Maintenant on définit un joint avec une inclinaison.

- On clique sur le joint simple et on choisit **/edit properties**
- On inspecte les paramètres d'inclinaison.

On injecte les deux modes fondamentaux TE_0 et TM_0 (fig. IV-34)

- On considère un désaccord de phase $\Delta\beta \neq 0$ (fig. IV-32)



Mode TE₀ ($\beta=9.64658\mu\text{m}^{-1}$)

Mode TM₀ ($\beta=9.44062\mu\text{m}^{-1}$)

Fig. IV.32 Lignes du champ des deux modes TE₀ et TM₀ dans le guide d'onde par la gauche

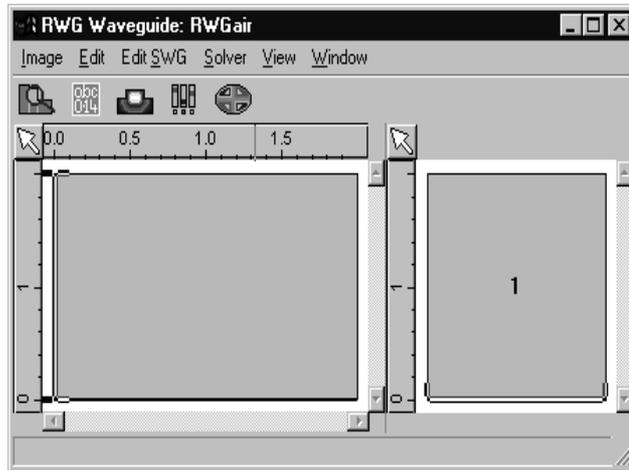


Fig. IV.33 Section de droite

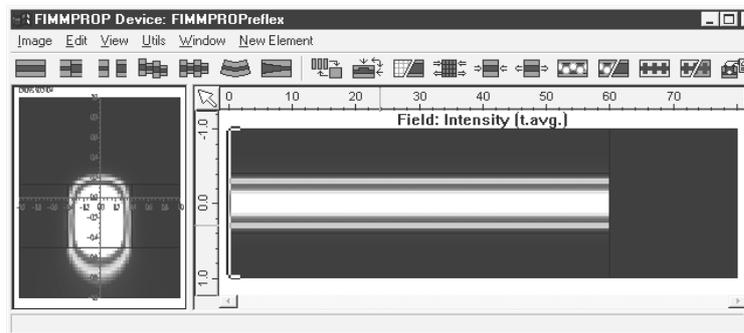
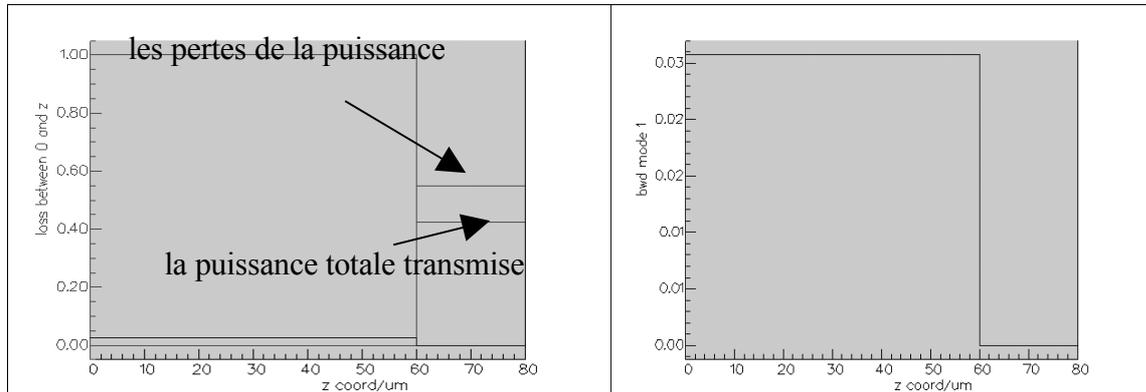


Fig. IV.34 Simulation de la propagation

Résultats

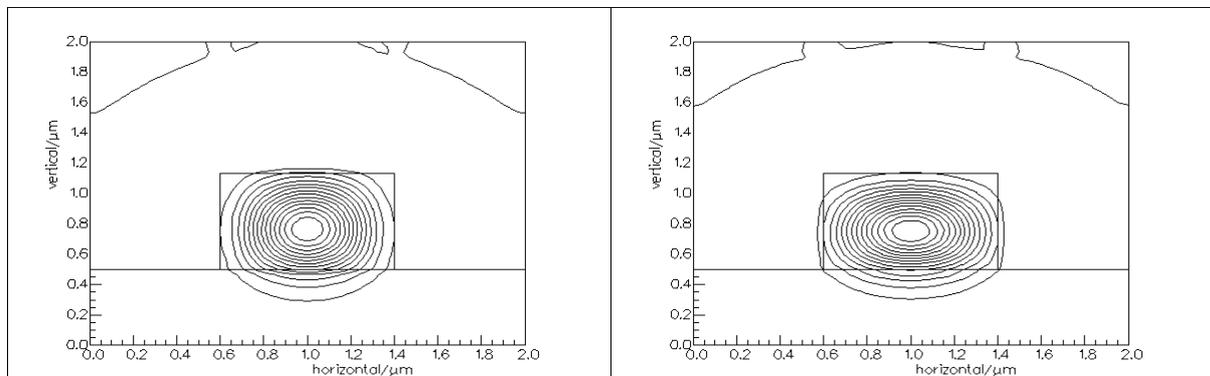


Coefficient de la puissance totale transmise
et les pertes de la puissance

Coefficient de la puissance réfléchi

Fig. IV.35 *Les coefficients des puissances dans le guide d'onde pour $\Delta\beta \neq 0$.*

- Considérons un désaccord de phase $\Delta\beta \neq 0$ (fig. IV-36,37)



Mode TE₀ ($\beta=9.93615\mu\text{m}^{-1}$)

Mode TM₀ ($\beta=9.93509\mu\text{m}^{-1}$)

Fig. IV.36 *Lignes du champ des deux modes TE₀ et TM₀ dans le guide d'onde par la gauche*

- **Résultats**

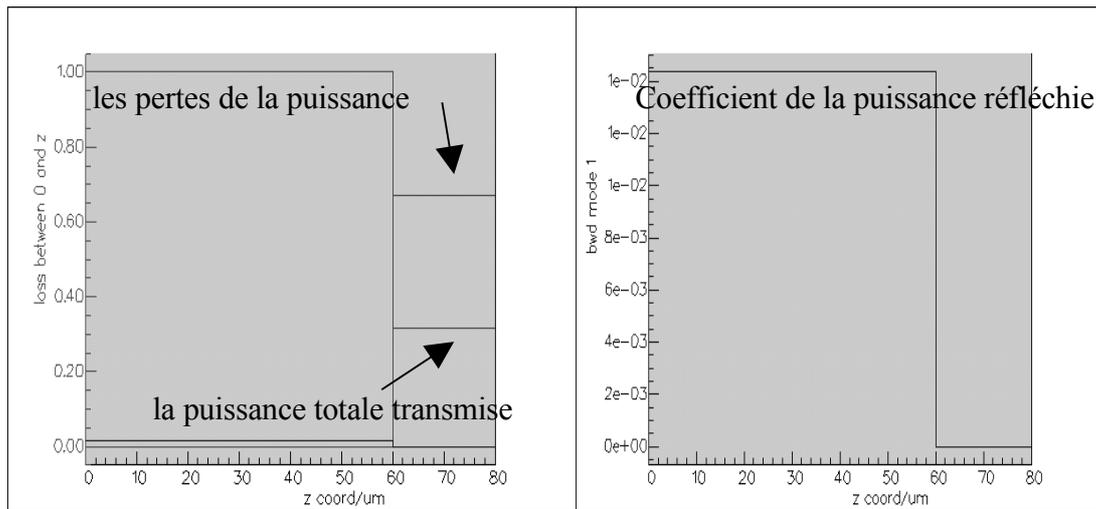


Fig. IV.37 *Les coefficients de puissance dans le guide d'onde pour $\Delta\beta \cong 0$*

Interprétations

Sur les figures (IV-35), (IV-37) on observe le signal réfléchi opposé à la direction de propagation qui est suivant l'axe z. Quand les deux modes sont en accord de phase, le signal réfléchi (2.2%) (fig. IV-37) est plus faible que celui du guide qui n'est pas en accord de phase (3.2%) (fig.IV-35). Pour cet exemple nous voulons illustrer l'effet du désaccord de phase sur le signal réfléchi. Ce dernier peut avoir une influence positive où négative suivant l'application envisagée.

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre on étudié l'accord de phase dans un guide d'onde en arête, où après avoir vu l'influence du paramètre de gravure et la longueur d'onde, il paraît évident qu'il existe un guide d'onde en arête qui permette d'annuler la biréfringence d'indice effectif et d'assurer un excellent confinement aux modes qui se propagent dans le film guidant. Il faut donc déterminer le paramètre de gravure qui annule la biréfringence.

De plus, et par ce que l'accord de phase est étroitement lié au rapport de transfert de la puissance entre deux modes, nous avons donc démarré de cette propriété pour concevoir un convertisseur de modes et nous avons étudié l'influence des différents paramètres sur la conversion des modes. Cette conversion de puissance reste une propriété intéressante pour plusieurs applications, il faut donc veiller à ajuster les paramètres physiques pour optimiser le taux de conversion, ce qui se traduit par un meilleur taux d'isolation. On a également illustré l'effet du désaccord de phase sur le signal réfléchi.

n

Ce mémoire est consacré à l'étude du désaccord de phase de modes dans un guide d'ondes magnéto-optique sol-gel. Ce travail a été effectué dans le cadre d'une thèse de doctorat à l'institut d'électronique de Constantine, au sein du laboratoire systèmes microélectronique et matériaux de l'université Mentouri, avec une collaboration initiée depuis plusieurs années, entre ce laboratoire et le LDIOM de l'université Jean Monnet de St Etienne.

La finalité globale de cette voie de recherche est la simulation de guides d'onde à effets magnéto-optiques compatible avec les technologies d'optique intégrée sur pyrex. Elle est motivée par les difficultés actuelles à intégrer des composants magnéto-optiques à base de grenat ferrimagnétique (YIG) avec ces technologies. L'anisotropie linéaire et une activité magnéto-optique. Ainsi, l'ajustement des différents paramètres d'un guide d'ondes semble réalisable dans des structures où le désaccord de phase entre modes doit pouvoir être ajusté.

Dans ce travail il est ainsi envisagé d'insérer des nanoparticules magnétiques dans une matrice de SiO_2/TiO_2 par voie de sol gel. Au sein de la matrice ces dernières donnent au guide un caractère magnéto-optique, ce dernier acquiert une anisotropie optique réversible sous l'influence d'un champ magnétique. L'application d'un champ magnétique pendant la phase de gélification induit une anisotropie au sein de la couche. Cet effet rémanent est utilisé pour diminuer la biréfringence de mode des guides en utilisant une direction perpendiculaire du champ, par rapport au plan de la couche, ce qui constitue un moyen novateur d'effectuer un accord de phase. Ensuite, les efforts tentés pour diminuer le désaccord de phase doivent permettre d'augmenter nettement le taux de conversion entre modes pour avoir un meilleur taux d'isolation.

Les résultats de l'étude menée dans ce travail permettent d'émettre certaines conclusions.

Il y a des éléments piézoélectriques qui produisent un effort externe et peuvent être aussi exploités pour minimiser le désaccord de phase. Pour avoir un accord de phase dans les guides d'ondes de type rib l'épaisseur h doit être inférieure à la largeur w du film guidant. Néanmoins pour réaliser un isolement maximum dans un isolateur les perturbations des différents paramètres du guide d'onde qui influent directement sur l'accord de phase et l'isolation, devraient être considérés avec prudence.

n

Dans notre étude et en exploitant le logiciel fimmwave- Fimmpop et matlab on a démontré que l'accord de phase est obtenu pour une valeur de l'épaisseur du film de guidage inférieure à sa largeur.

Nous avons calculé le taux de conversion entre les modes TE-TM pour différentes valeurs de l'épaisseur et de la largeur du film guidant, nous avons déduit que le maximum du taux de conversion est obtenu quand l'accord de phase est réalisé.

Si nous considérons des variations faibles de l'épaisseur ou de la largeur du guide, nous introduisons des perturbations qui induisent un désaccord de phase et de ce fait diminuent le taux de conversion et automatiquement l'isolation.

Nous avons également évalué le taux de conversion en fonction de la différence des indices relatifs à la couche guidante et le substrat respectivement, l'augmentation de l'écart entre ces indices de réfraction augmente le confinement et diminue le désaccord de phase ce qui augmente l'efficacité de conversion.

On a aussi prouvé que le champ électrique dépend de la composante n_x de l'indice et le champ magnétique dépend de n_y , conformément aux équations de la littérature. Cette dépendance permet de contrôler et d'ajuster l'accord de phase.

Donc, pour les anisotropies optiques conformément à nos attentes, l'application d'un champ magnétique perpendiculaire au plan de la couche pendant la gélification, induit une diminution de la biréfringence de mode. Cela est dû à l'orientation des nanoparticules qui créent une anisotropie linéaire et favorisent la propagation du mode TM. Pour réduire cette biréfringence il faut augmenter l'épaisseur de la couche mince au maximum tout en restant dans une plage garantissant le caractère mono-mode du guide dans le cas où il y'a des exigences de ce caractère. De plus, l'ajustement de l'épaisseur et par cette orientation représente donc un nouveau moyen potentiel pour effectuer l'accord de phase.

Nous avons également étudié un guide en arête où il paraît évident qu'on puisse obtenir l'annulation de la biréfringence et le bon confinement des modes qui se propagent dans le film guidant par l'ajustement de la gravure de la couche guidante latérale.

Enfin, par ce que l'accord de phase est étroitement liée au rapport de transfert de la puissance entre deux modes. Nous avons donc exploité cette propriété pour concevoir un convertisseur de modes et étudier l'influence des différents paramètres sur la conversion des modes. Cette dernière propriété est très intéressante pour plusieurs applications, donc par l'ajustement des

n

différents paramètres physiques on a pu améliorer le taux d'isolation, un taux de 19.35 dB a été obtenu pour une gravure optimisée, et enfin on a illustré l'effet du désaccord de phase sur le signal réfléchi.

La synthèse de tous ces résultats permet de mieux cerner l'influence des différents paramètres su l'accord de phase, et donc la conception de composants magnéto-optiques performants.

n

- [1] V. Zayet, M.C. Debnath, et K. Ando. Appl. Phys. Lett. , 84 (4) :565-567, (2004)
- [2] G.Hepner, B.Desormieres et J.P.Castera, Applied optics 14 (1975) 1479
- [3] J.P.Jadot, J.C. Peuzin et P. Coeure, ‘‘ Colloque sur l’optique des ondes guidées’’ (Paris, 1975).
- [4] S.C. Rashleigh, Opt. And Quantum Electronics 8 (1976) 241.
- [5] P.K. Tien, R. J. Martin, R. wolfe, R.C. le Craw et S.L. Blank, Appl. Phys. Lett. 21 (1972) 394.
- [6] P.K. Tien, D.P.Schinke et S.L. Blank, J. Appl. Phys. 45 (1972) 3059.
- [7] K. Ishii, Y. Hoshi, M. Naoe, et S. Yamanaka. Dans Ferrites, SPIE Proceedings. SPIE, Bellingham, WA, (1980)
- [8] François Royer, ‘‘Etude et application des effets magnétooptiques dans des couches minces sol-gel dopées à l’aide de nanoparticules magnétiques ‘’, Thèse pour obtenir le grade de docteur de L’INPG, France (2004).
- [9] H. W. Davies et J. P. Llewellyn. J. Phys. D. Appl. Phys., 13: 2327-36, (1980)
- [10] F. Fares. ‘‘ Simulation des phénomènes de propagation dans un guides d’ondes rectangulaire a l’aide du logiciel Fimmwave. ‘’ Thèse de magistère de l’université de Constantine (2003)
- [11] Kai Chang, editeur. Handbook of Microwave and Optical Components – Fiber and Electro-Optical Components. John Wiley and Sons, 1991.
- [12] G.Gryberg, A. Aspect, et C. Fabre. Introduction aux lasers et à l’optique quantique. Ellipses, Paris, 1997.
- [13] E.Tremolet de Lacheisserie, editeur. Magnétisme- Fondements. Presses universitaires de Grenoble, Grenoble, 1999.
- [14] S. Huard. Polarisation de la lumiere. Masson, Paris, 1993.
- [15] M. Lohmeyer, N. Bahlmann, O. Zhuromsky, H. Dotsch et P. Hertel. Opt. Comm., 158: 189-200, 1998
- [16] J. Fujita, M. Levy, R. U. Ahmad, R. M. Osgood, M. Randles, C. Gutierrez, et R. Villarreal. Appl. Phys. Lett., 75(7): 998-1000, 1999.
- [17] A.F. Popkov, M. Fehndrich, M. Lohmeyer, et H. Dotsh. Appl. Phys. Lett., 72(20): 2508-2510, 1998.
- [18] N.Bahlman, M. Lohmeyer, H. Dotsch, et P. Hertel, Elec. Lett., 34(22):2122,1998.
- [19] J. P. Krumme et P. Hansen. Appl. Phys. Lett., 23(10) : 576-578, 1973.

- [20] David Young, Yuan Pu ‘‘ Magnétooptics ‘‘ by CRC Press LLC (1997).
- [21] H. Dammann, E. Pross, G. Rabe, and W. Tolksdorf ‘‘ 45° Waveguide isolators with phase mismatch ‘‘ D-2000 Hamburg 54, Germany (1990)
- [22] R. Wolfe, J. Hegarty, L. C. Luther et D. L. Wood, Appl. Phys. Lett. 48,508 (1986).
- [23] H. Dammann, E. Pross, G. Rabe, W. Tolksdorf, et M. Zinke. ‘‘ Phase matching in symmetrical single-mode magneto-optic waveguides by application of stress ‘‘ Appl. Phys. Lett. 49, p. 1755, 1986.
- [24] E.D. Palik, Handbook of optical constants of solids. Academic Press Inc, 1985
- [25] 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)
- [26] Photon Design. ‘‘ FIMMWAVE-FIMMPROP version 4.00 ‘‘ , 34 Leopold street, oxford OX4 1 TW, UK (1997-2002) www.photon.com.
- [27] N. Sugimoto, H. Terui, A. Tate, Y. Katoh, Y. Yamada, A. Sugita, A. Shibukawa, et Y. Inoue. IEEE J. Light. Techn., 14(11) : 2537-1996.
- [28] D. C. Hutchings. J. Phys. D: Appl. Phys., 36 : 2222-2229, 2003.
- [29] C.J. Brinker, A.J. Hurd, P.R. Schunk, G.C. Frye and C.S. Ashley. J. Non Cryst. Sol., 147 : 424-436, 1992.
- [30] B. Berkovski, editeur. Magnetic fluids and applications handbook. Begell House Inc. Publ., New York, 1996.
- [31] H. Damman. E. Pross, G. Rabe, et W. Tolksdorf. Appl. Phys. Lett., 56(14) : 1302-1304, 1990.
- [32] J. P. Castéra, P. L. Meunier, et P. Friez. Revue Technique Thomson CSF, 18(2) : 256-299, 1986.
- [33] S. Yamamoto et T. Makimoto. J. Appl. Phys., 45(2) : 882-888, 1974.
- [34] N. Sugimoto, T. Shintaku, A. Tate, H. Terui, M. Shimokozono, E. Kubota, M. Ishii, et Y. Inoue. IEEE Photon. Tech. Lett., 11(3) : 355-357, 1999.
- [35] J. Fujita, M. Levy, R. M. Osgood, L. Wilkens, et H. Dotsh. Appl. Phys. Lett., 76(16) : 2158-2160, 2000.
- [36] T. Shintaku. Appl. Phys. Lett., 73(14) : 1946-1948, 1998.

- [37] J. Fujita, M. Levy, R. M. Osgood, L. Wilkens, et H. Dotsch. IEEE Photon. Techn. Lett., 12(11) : 1510-2000.
- [38] O. Zhuromsky, M. Lohmeyer, N. Bahlmann, H. Dostch, P. Hertel, et A. F. Popkov. IEEE J. Ligh. Techn., 17(7) : 1200-1999.
- [39] N. Bahlmann, M. Lohmeyer, O. Zhuromsky, H. Dotsch, et P. Hertel. Optics Comm., 161(330-337), 1999.
- [40] H. Dammann, E. Pross, G. Rabe, W. Tolksdorf, et M. Zinke. Appl. Phys. Lett., 49: 1755-1986.
- [41] K. Ando, N. Takeda, N. Koshizuka, et T. Okuda. J. Appl. Phys., 57(4): 1277,1978.
- [42] R. F. Ziolo, E. P. Giannelis, B. A. Weinstein, M. P. O' Horo, B. N. Ganguly, V. Mehrotra, M. W. Russell, et D. R. Huffman. Science, 257: 219-223, 1992.
- [43] A. Masayuki Nogami. J. Mater. Sci. Lett., 12: 1705-1707, 1993.
- [44] F. Chaput, J. P. Boilot, M. Canva, A. Brun, R. Perzynski, et D. Zins. J Non Cryst. Sol., 160 : 177-179, 1993.
- [45] F. Bentivegna, M. Nyvlt, J. Ferre, J. P. Jamet, A. Brun, S. Visnovsky, et R. Urban. J. Appl. Phys., 58 (4) : 2270-1999.
- [46] D. Jamon, s. Robert, F. Donatini, J. J. Rousseau, C. Bovier, H. Roux, J. Serrughetti, V. Cabuil, and D. Zins, " optical investigation of γ - Fe_2O_3 nanoparticles-doped silica gel matrix birefringent component " IEEE Trans. Magn. 37, p. 3803, (2001)
- [47] D. Jamon. Etude et application des anisotropies optiques de gels de silice dopés par des nanoparticules magnétiques. Thèse de doctorat, Université Jean Monnet, St Etienne, 2000.
- [48] R. M. A. Azzam et N. M. Bashara, editeurs. Ellipsometry and Polarized light, Elsevier science, Amsterdam, 1987.
- [49] M. Lohmeyer, N. Bahlman, O. Zhuromskyy, H. Dotsch, P. Hertel " phase-matched rectangular magneto optic waveguides for applications in integrated optics isolators: numerical assessment " Department of physics, University of Osnabruck, Germany (1998).
- [50] C. Urlacher. Corrélations entre microstructure et propriétés de guidage optique de couches minces élaborées par le procédé sol-gel : application au ZrO₂ et au titanate de plomb. Thèse de doctorat, Université-de-Lyon-1, Villeurbanne,1996.

- [51] M.L. Dakss, L. Kuhn, P. F. Heidrich, et B. A. Scott. Appl. Phys. Lett., 16(12) : 523-525, 1970.
- [52] P.K. Tien. Appl. Opt., 10(11) : 2395-2413, 1971.
- [53] R. Ulrich et R. Torge. Appl. Optics, 12(12) : 2901, 1973.
- [54] P. K. Tien, R. Ulrich, et R. J. Martin. Appl. Phys. Lett., 14(9) : 291-294, 1969.
- [55] D. Sarid. Appl. Opt., 18(17) : 2921-2926, 1979.
- [56] Francois Royer, Hubert Roux, Damien Jamon, Jean Jaques Rousseau, Daniel Zins, Valérie Cabuil and Charles Bovier "A new technological approach in phase matched magneto-optic planar waveguide realization" SPIE proceeding. St Etienne (2003).
- [57] L. D. Landau et B.G. Levich, Acta Physicochim. URSS 17 (1942) 42.
- [58] H. Shimizu, Y. Nakano. Journal of Light Technology 24 : 38-43, 2006.