

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Frères Mentouri Constantine
Faculté des Sciences de la Technologie
Département d'électronique

N° d'ordre :

Série :

Thèse

*Présenté en vue de l'obtention du
Diplôme de Doctorat troisième cycle en Electronique*

Option

Micro et nanotechnologies

Par :

MEZACHE Zinelabiddine

Thème

*Modélisation des structures planaires chiroptiques
Application dans le domaine de l'optique intégrée*

Soutenu le : 10/05/2016

Devant le jury :

Président Mr A.H CHAABI

Prof. U. Frères Mentouri Constantine 1

Rapporteur Mme F. BENABDELAZIZ

Prof. U. Frères Mentouri Constantine 1

Co-rapporteur Mr Stephan GUY

Prof. U. Claude Bernard Lyon 1

Examineur Mme S. BOUHEDJA

Prof. U. Rabeh Bitat Constantine 3

Examineur Mr K. AYADI

Prof. U. Ferhat Abbas Sétif 1

Examineur Mr F. KERROUR

MCA U. Frères Mentouri Constantine 1

A mes très chers parents.

A mes très chers frères et sœurs .

A mon ami Mehayech Abdelfateh.

A vous tous, je dédie ce modeste travail .

" ونبتدى في البحث باستقراء الموجودات ، وتصفح أحوال المبصرات، وتمييز خواص الجزئيات وناثق
باستقراء ما يخص البصر في حال الإبصار ، وما هو مطرد لا يتغير ، وظاهر لا يشتبه في كيفية الإحساس.
ثم ترقى في البحث و المقاييس على التدرج و الترتيب، مع انتقاد المقدمات و التحفظ على النتائج." ..كتاب
المناظر.. أول خطوة في معرفة الضوء والبصريات لابن الهيثم

Remerciements

Ce travail ne serait jamais produit de cette façon sans l'aide de tous ceux qui ont collaboré de près ou de loin et qui méritent des remerciements suffisants.

Je tiens à remercier, tout particulièrement aussi, ma directrice de thèse, M^{me} F. BENABDELAZIZ, professeur à l'université des frères Mentouri Constantine, pour avoir assuré l'encadrement de cette thèse et pour m'avoir prodigué d'utiles suggestions lors de la rédaction de ce manuscrit. Elle a suscité chez moi un esprit de recherche critique et objectif.

Je tiens à remercier infiniment mon directeur de stage à l'étranger Mr. GUY Stephan, professeur à université Claude Bernard Lyon 1 pour m'avoir aidé énormément dans mon stage et pour m'avoir fait partager ses expériences de la recherche, ses critiques constructives, ses explications, ses suggestions pertinentes, ses conseils précieux et ses compétences scientifiques.

Je remercie également Dr. BAGUENARD Bruno, maître de conférences à l'université Claude Bernard Lyon 1, pour sa présence précieuse, son soutien, ses directives, ses suggestions importantes et ses qualités humaines, et toute l'équipe du laboratoire.

Je remercie également Mr C. ZEBIRI, docteur à l'université Ferhat Abbas Sétif 1, pour sa présence précieuse, son soutien, et toute l'équipe de notre laboratoire.

Remerciements

Que Monsieur A.H CHAABI professeur à l'université des frères Mentouri Constantine, soit assuré de ma profonde gratitude et mes plus sincères remerciements pour l'honneur qu'il me fait de bien vouloir présider le jury de cette thèse.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur K. AYADI professeur à l'université Ferhat Abbas Sétif 1, pour avoir bien voulu accepter de participer au jury de cette thèse.

Je remercie très vivement Madame S. BOUHEDJA professeur à l'université Rabeï Bitat Constantine 3, pour l'honneur qu'il me fait de bien vouloir siéger dans le jury de cette thèse.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur F. KERROUR maître de conférences à l'université des Frères Mentouri Constantine, qui a accepté de participer au Jury.

Je remercie tous les membres de Jury d'avoir accepté de juger notre travail.

Je remercie tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin pour l'élaboration de cette thèse sans exception.

Mes remerciements vont également à l'ensemble du personnel académique qui a contribué à notre formation.

Sommaire

Sommaire

<i>Introduction générale</i>	1
------------------------------------	---

Chapitre I : La théorie des milieux chiraux

I.1. Introduction	5
I.2. Chiralité	5
I.2.1 Activité optique	6
I.2.2 Pouvoir rotatoire	7
I.2.3 Dichroïsme circulaire	8
I.3. Les milieux bianisotropes	8
I.4. Les milieux biisotropes	9
I.5. Différents formalismes dans un milieu chiral	9
I.5.1. Relation de passage du formalisme A au formalisme B.....	9
I.5.2. Relation de passage du formalisme A au formalisme C.....	10
I.5. 3. Relation de passage du formalisme A au formalisme D.....	11
I.5. 4. Relation de passage du formalisme A au formalisme E.....	11
I.6. Etude de la réflexion et de la transmission à l'interface d'une structure achirale-chirale	12
I.6.1. Coefficients de réflexion et de transmission à une interface achirale-chirale.....	14
I.6.2. Influence du paramètre de chiralité sur les coefficients de transmission et de réflexion.....	16
I.7. Conclusion	22

Chapitre II : La non linéarité des milieux chiraux

II.1. Introduction	24
II.2. Mise en équations	24
II.3. Effet chiral non linéaire	25
II.4. Les relations constitutives du milieu chiral non linéaire	29
II.5. Propagation dans un milieu chiral non linéaire infini	30
II.6. Equations propagation dans un milieu chiral avec effet Kerr	31
II.7. Conclusion	32

Chapitre III : Etude d'une impulsion lumineuse dans une fibre chiroptique

III.1.Introduction	34
III.2. Modélisation de la propagation d'une impulsion lumineuse dans une fibre chiroptique.....	35
III.3. La méthode Split Step Fourier.....	42
III.4. Résolution de l'équation non linéaire de Schrödinger par la méthode Split Step Fourier.....	43

Sommaire

III.4.1. Effet du paramètre de chiralité sur la puissance reçue.....	44
III.4.2. Effet du paramètre non linéaire de chiralité sur la puissance reçue.....	50
III.5. Conclusion.....	55

Chapitre IV : Caractérisation des structures chiroptiques par ellipsométrie

IV.1. Introduction	58
IV.2. Principe de la mesure	58
IV.2.1. Définition de la polarisation.....	59
IV.2.2. La matrice de Jones.....	59
IV.2.3. La matrice Mueller et les paramètres de Stokes.....	60
IV.3. Les techniques de mesures	64
IV.3.1. Méthode Zéro	64
IV.3.2. Méthode de modulation par élément tournant.....	65
IV.3.3. Méthode à modulation de phase	67
IV.3.4. Résultats et commentaires.....	68
IV.4. Montage d'une ellipsométrie chirale.....	77
IV.5. Les configurations possibles	78
IV.6. Conclusion	82
<i>Conclusion générale</i>	83
<i>Annexes</i>	85
<i>Bibliographie</i>	96

Introduction générale

Dans un milieu homogène, la lumière issue d'une source ponctuelle se propage sous la forme d'une onde sphérique. L'intensité lumineuse décroît au cours de la propagation, ce qui peut être gênant si l'on cherche à détecter la lumière issue de cette source ou bien à transmettre sur de longues distances [1]. On peut s'affranchir de cet effet en utilisant des systèmes optiques (avec des lentilles et des miroirs) pour focaliser l'onde lumineuse. Dans certaines situations ce n'est pas une solution satisfaisante et l'on préférerait propager la lumière comme l'électricité dans les fils conducteurs. On utilise alors des dispositifs appelés « guide de lumière », dont la fibre optique ou les structures planaires ou guide à ruban.

Ces structures ont d'importantes applications en télécommunication et dans la fabrication de composants miniaturisés pour l'optique et l'optoélectronique [2, 3].

Le guide d'onde plan, composé de trois couches de diélectrique : un substrat, une feuille (cœur) et une couverture (superstrat). La physique des guides d'ondes plans est fondamentalement la même que celle des fibres optiques : où les indices de réfraction du substrat et de la couverture sont légèrement plus faibles que celui de la feuille (cœur), et des réflexions totales se produisent sur les interfaces. La variation de l'indice de réfraction peut être discontinue ou continue [4].

Les guides plans sont utilisés dans les circuits optoélectroniques intégrés. Ils sont analogues aux circuits intégrés ordinaires, sauf qu'ils fonctionnent avec des ondes optiques.

L'optique intégrée apparaît comme une des technologies les plus prometteuses des dix prochaines années dans le contexte du développement énorme que doit prendre l'optoélectronique [5] :

❖ *Avantages traditionnels bien connus des circuits optiques*

- Insensibilité aux bruits électromagnétiques à cause de la très haute fréquence de la lumière.
- Sécurité et fiabilité d'acquisition et de transport des informations.
- Possibilité de traitement de l'information en temps réel
- Accroissement du nombre d'informations transportées grâce au multiplexage en longueurs d'ondes.
- Possibilité de mesures sans contact.
- Possibilité de réalisation de têtes de mesure ou de dispositifs de traitement de l'information ne faisant pas intervenir localement de puissance électrique.

- Utilisation aussi dans la médecine (biopsies...) et la biologie (microscopie en champ proche optique...).

❖ *La technologie de fabrication*

La fabrication de la structure planaire est basée sur des méthodes de dépôt des couches minces de type CVD (Chemical Vapor Deposition) obtenues par réaction chimique entre gaz réactifs. L'apport d'énergie peut être thermique (LPCVD : low pressure CVD, hydrolyse a la flamme.) ou a la fois thermique et électrique (PECVD : plasma enhanced CVD) [5].

Ces méthodes sont bien sur différentes, mais elles profitent toutes de la très grande pureté des gaz qui interviennent dans la fabrication des matériaux de base silice ou nitrure de silicium par exemple.

Une fois que la structure est fabriquée, il faut la caractériser. Dans notre cas d'étude des milieux chiraux et leur caractérisation, nous avons utilisé la spectroscopie ellipsométrie (effectuée au laboratoire.....). C'est une méthode optique non destructive particulièrement sensible à l'indice et à l'épaisseur des films minces.

La tendance à la miniaturisation a poussé les scientifiques pour chercher de nouvelles solutions d'un point de vue scientifique et économique. Des matériaux avec des propriétés intrinsèques peuvent combiner plusieurs fonctionnalités à la fois, ce qui a permis aux matériaux chiraux de se mettre récemment en actualité dans divers domaines scientifiques et d'être utilisés adéquatement en nanotechnologie.

La chiralité, étymologiquement, est un mot d'origine grec « Kheir » qui signifie « main ». Une notion purement géométrique qui a été ignorée par la communauté scientifique au début. Par la suite beaucoup de scientifiques se sont intéressés à l'étude de cette propriété, plus particulièrement en chimie, avant d'être exploitée dans d'autres domaines de la science et qu'elle soit utilisée en optique.

Dans un matériau chiral, le comportement physique est une conséquence de la chiralité. L'établissement des relations entre les concepts physiques et géométriques a vu la lumière durant le 19^{ème} siècle et le début du 20^{ème} siècle où les notions de chiralité et d'activité optique étaient définitivement liées [1 ,2].

Pour cela, notre travail est structuré comme suit :

D'une introduction générale.

Dans le premier chapitre, une étude théorique simplifiée a été portée sur les propriétés des milieux matériels selon leurs anisotropies ; et chiralité. Un calcul des relations de passages entre les différents formalismes a été fait. Une étude de la réflexion et de la transmission d'une onde plane à l'interface d'un milieu chiral biisotrope, pour en déduire les formules respectives des coefficients de réflexion et de transmission selon des programmes élaborés sous l'environnement Matlab.

Dans le deuxième chapitre, une nouvelle approche mathématique a été proposée pour la mise en valeur de l'effet non linéaire dans un milieu chiral, qui découle de la magnétisation sous l'effet d'un champ électrique fort. Cependant les milieux chiraux présentent un couplage entre les quantités électriques et magnétiques. Ceci se traduit au niveau des équations constitutives par le fait que les vecteurs de polarisation et magnétisation dépendent à la fois des champs électrique et magnétique.

Le troisième chapitre s'articule autour de l'étude théorique d'une impulsion lumineuse se propageant dans une fibre chiroptique, selon la considération de l'effet Kerr. En effet, les nouveaux effets de chiralité sont caractérisés par notre formalisme proposé, pour mettre en évidence l'effet non linéaire dans un milieu chiral, qui est du à la magnétisation sous l'influence d'un champ électrique intense. Cependant, nos simulations sous l'environnement Matlab sont basées sur la méthode de Fourier Split-Step pour la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire.

Dans le quatrième chapitre, notre travail en pratique porte sur la caractérisation des structures chiroptiques par la spectroscopie ellipsométrique afin de pouvoir mesurer le terme de couplage TE/TM par réflexion sur une surface chirale. On propose un nouveau montage basé sur le calcul par formalisme Stokes-Mueller. Nous avons montré également comment déterminer les éléments de la matrice liés à la chiralité dans les différentes configurations possibles de ce montage.

Et une conclusion générale à la fin du manuscrit.

Chapitre I

La théorie des milieux chiraux

Résumé

Les milieux chiraux présentent un intérêt majeur dans la recherche scientifique, leurs caractéristiques ont données naissance à de nouvelles applications stupéfiantes. Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux effets de la chiralité en transmission; et les paramètres liés à cette dernière, tels que : Pouvoir rotatoire et le dichroïsme circulaire. Nous avons calculé et effectué une étude comparative entre les différents formalismes utilisés pour décrire les milieux biisotropes et les milieux chiraux. Un programme Matlab a été élaboré afin de confirmer ces caractéristiques.

I.1. Introduction

Depuis quelques années, les recherches se sont portées activement sur de nouveaux types de matériaux hétérogènes absorbants qui sont les matériaux chiraux [1]. Le concept de chiralité n'est pas nouveau, mais il a été longtemps ignoré. Au début de notre siècle, il a joué un rôle important dans le domaine de la chimie, de la science du vivant ; sont utilisés pour la modélisation mathématique dans le domaine de la biologie, par exemple, les yeux comportent des couches chirales qui alternent entre l'orientation gauche et droite [1-2]. Les autres applications de ces matériaux est de contrôler la qualité des productions pharmaceutiques et alimentaires [2]. Les milieux chiraux présentent un couplage entre les quantités électriques \vec{E} (V/m) et magnétiques \vec{H} (A/m) ; le fait que les vecteurs inductions \vec{D} (C/m²) et \vec{B} (Tesla) dépendent à la fois des champs électrique et magnétique [3-4]. La combinaison d'un milieu hétérogène, d'une structure géométrique et d'inclusions d'échelles différents permet d'obtenir des milieux électromagnétiques biisotropes, bianisotropes, absorbants d'onde, réfléchissants, ou a bandes interdites à la transmission de l'onde (chiral cristaux photoniques)[1-2].

I.2. Chiralité

On dit, un objet est chiral si on ne peut pas le superposer par translation ou rotation à son image dans un miroir plan (figure I.1). La conséquence de cette propriété est connue sous le nom de l'activité optique [1]. Les matériaux chiraux existent à l'état naturel comme les cristaux ferroélectriques [2]. Les matériaux chiraux artificiels sont constitués principalement d'inclusions noyées dans une matrice diélectrique ou céramique. Par contre, si la taille des inclusions reste faible devant la longueur d'onde, on peut parler de milieux effectifs et définir une permittivité, une perméabilité et un coefficient de chiralité pour le composite. Dans le cas contraire, le matériau chiral peut être assimilé à un ensemble de structures diffractantes et diffusantes et on ne peut pas parler de milieu effectif [2].

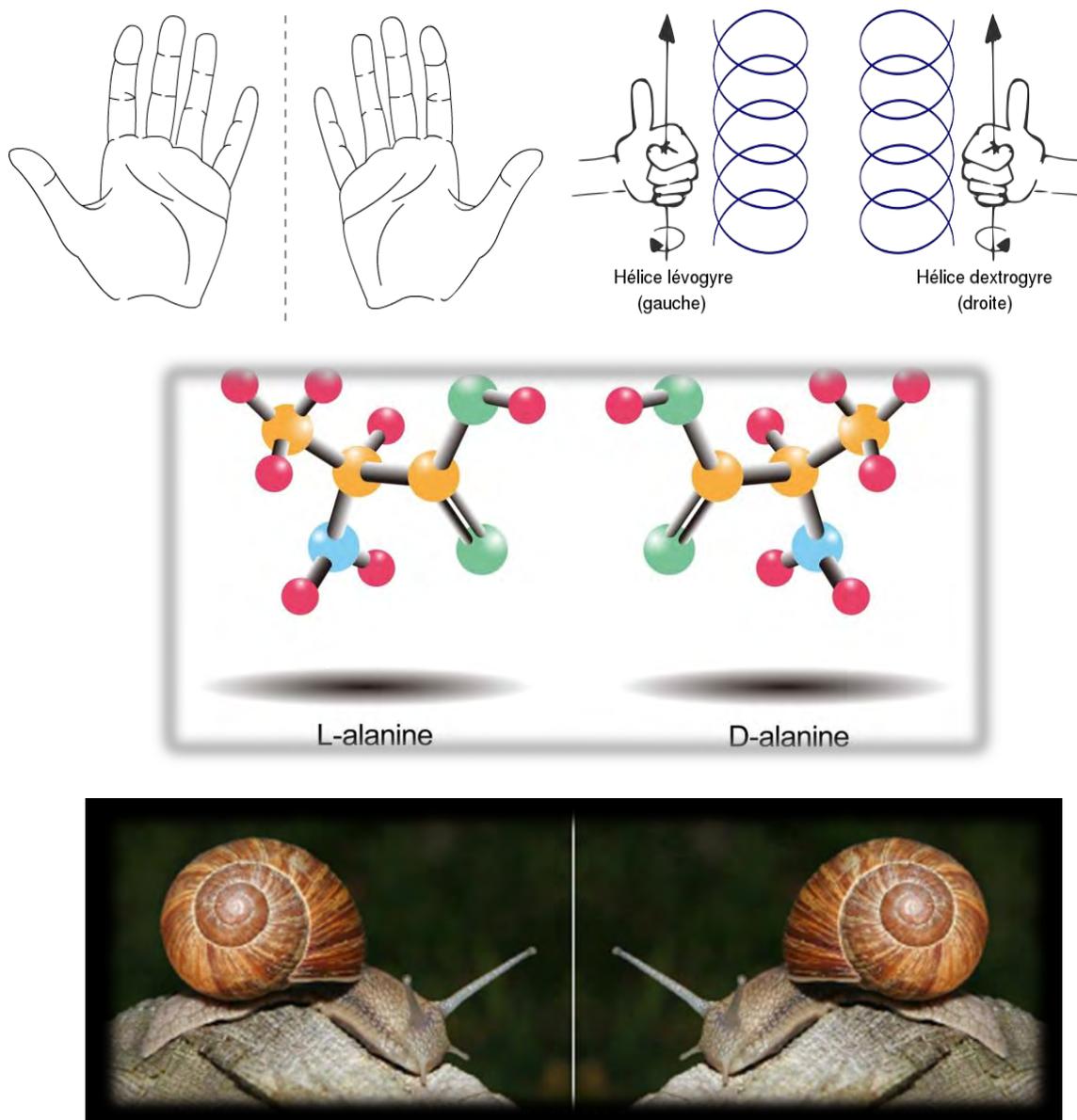


Figure. I.1 : Exemples d'objets chiraux [5-6]

I.2.1 Activité optique

L'activité optique est la propriété que possède une structure chirale d'interagir avec un rayonnement électromagnétique. Elle se manifeste par l'existence du pouvoir rotatoire, le phénomène de dispersion optique, le dichroïsme circulaire et la polarisation circulaire d'émission [1-2][5-6]. Les physiciens et les chimistes développaient alors des théories dans le but d'expliquer et quantifier le phénomène d'activité optique.

Lindman en 1920 et Pickering en 1945 étudièrent l'interaction d'une onde électromagnétique avec un ensemble d'hélices métalliques de même forme énantiomorphe réparties

aléatoirement [1]. Ils observèrent une rotation du plan de polarisation de l'onde électromagnétique après interaction [1] (figure I.2).

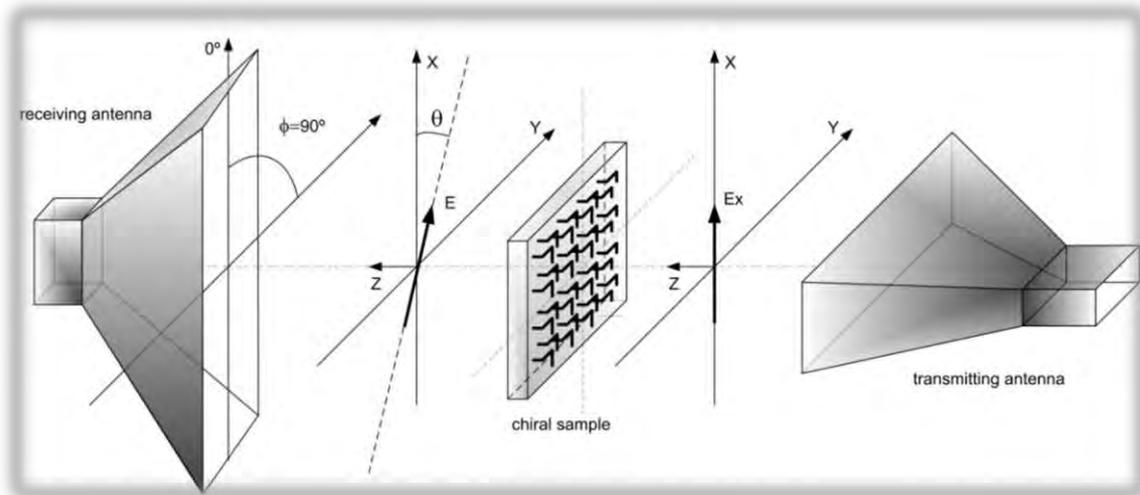


Figure. I.2 : Expérience de Lindman et Pickering [7]

I.2.2. Pouvoir rotatoire

Certains milieux réagissent différemment à une polarisation circulaire si elle est droite ou gauche, on parle parfois de biréfringence circulaire. L'explication physique est que ces milieux ont une structure chirale, et les deux polarisations n'ont pas le même effet sur la distribution des charges ; celle-ci étant plus facilement mise en mouvement par l'un ou par l'autre des états de polarisation (figure I.3)[8].

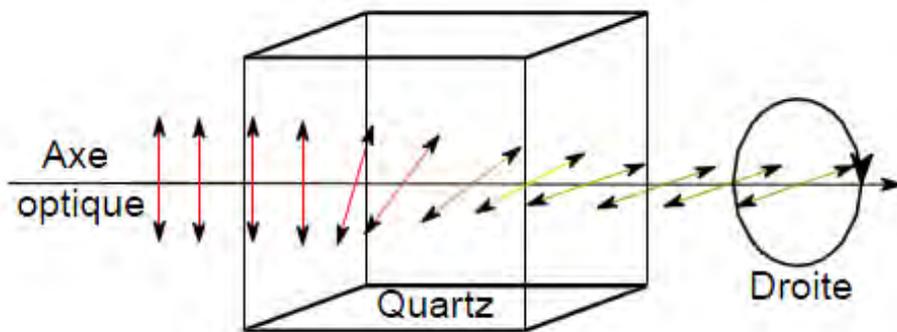


Figure. I.3: Expérience de F. Arago (1811) sur un quartz dextrogyre [5]

On dit qu'un milieu est dextrogyre quand le pouvoir rotatoire est positif, où le plan de polarisation tourne dans le sens des aiguilles d'une montre pour un observateur regardant vers

la source [5]. Respectivement, on dit qu'un milieu est lévogyre quand le pouvoir rotatoire est négatif ; où le plan de polarisation tourne dans le sens contraire des aiguilles d'une montre pour un observateur regardant vers la source [5].

I.2.3. Dichroïsme circulaire

Certains matériaux ont la propriété d'absorber presque totalement la composante polarisée dans une direction donnée et de laisser passer la composante complémentaire. On les appelle des matériaux dichroïques [8]. Cet effet repose en général sur une grande différence de mobilité des électrons dans deux directions différentes (figure I.4). Une onde dont la polarisation est dirigée selon la direction de grande mobilité met facilement les électrons en mouvement, est donc facilement absorbée [8]. En fait, une onde polarisée circulaire gauche et une onde polarisée circulaire droite traversant un milieu chiral, ne sont pas absorbées identiquement [8].

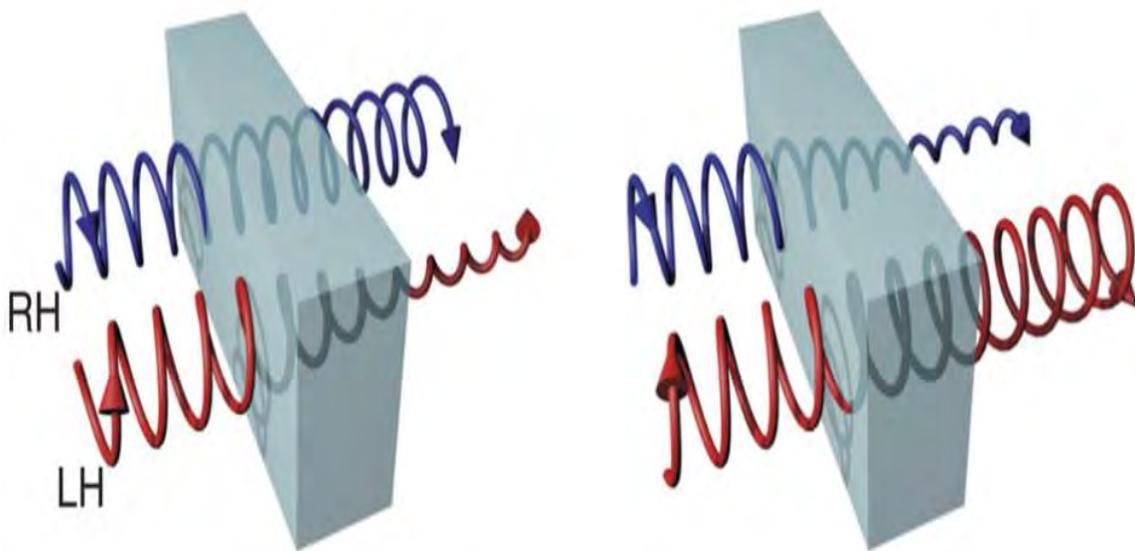


Figure. I.4: Représentation du dichroïsme circulaire [9]

I.3. Les milieux bianisotropes

Ces milieux étant anisotropes, la permittivité (ε), la perméabilité (μ) et les paramètres de couplage (η, ξ) sont décrits par des termes tenseurs complexes de trois dimensions [1]:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} + j \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \bar{\eta} \vec{H} \quad (I.3)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \bar{\mu} \vec{H} + j \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi \vec{E} \quad (I.4)$$

$\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m : Permittivité du vide et $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m : Perméabilité du vide.

I.4. Les milieux biisotropes

Par contre, du fait de la propriété d'isotropie, la permittivité, la perméabilité et les paramètres de couplage (η, ξ) sont scalaires [1] [10-12]. Donc les équations constitutives sont suivantes :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} + j\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \eta \vec{H} \quad (\text{I.5})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} + j\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi \vec{E} \quad (\text{I.6})$$

I.5. Différents formalismes dans un milieu chiral

Du fait des différentes écritures possibles pour le couplage entre les quantités électriques et magnétiques, il existe plusieurs formalismes pour décrire un milieu chiral [1]. Parmi lesquels certains ont été suffisamment développés. En 1991, Sihvola et Lindell ont publié un formalisme pour modéliser une telle structure ; ensuite, Codon a décrit le milieu chiral par un paramètre caractéristique et Tellegen a inclut l'effet de la non réciprocity ce qui a donné naissance à un autre formalisme. D'autres part ; Engheta et Jaggard, en 1988, ont utilisé d'autres relation pour un milieu réciproque et qui s'est généralisé ensuite pour le cas d'un milieu biisotrope [10-12]. Deux autres scientifiques Lakhtakia et Vadarán ont élaboré ainsi leur propre modèle.

I.5.1. Relation de passage du formalisme A au formalisme B

Le formalisme **A** est employé par Shivola et Lindell. Les équations constitutives sont données par [1] [10-13]:

$$\vec{D} = \varepsilon_A \vec{E} + (\chi - j\kappa)\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \vec{H} \quad (\text{I.7})$$

$$\vec{B} = \mu_A \vec{H} + (\chi + j\kappa)\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \vec{E} \quad (\text{I.8})$$

Où χ est le paramètre de non réciprocity (sans dimension).

Comme les milieux chiraux sont biisotropes réciproques on a $\chi=0$ et $\kappa \neq 0$.

Le formalisme **B** dû à Codon et Tellegen est quasiment identique au formalisme **A**. La différence intervient au niveau des dimensions des paramètres de couplage [1] [10-12]:

$$\vec{D} = \varepsilon_B \vec{E} + (\gamma_B + j\omega\chi_B)\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \vec{H} \quad (\text{I.9})$$

$$\vec{B} = \mu_B \vec{H} + (\gamma_B - j\omega\chi_B)\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \vec{E} \quad (\text{I.10})$$

Où χ_B est le paramètre de chiralité (s^2/m) et γ_B le paramètre de non réciprocity (s/m).

On obtient les relations de passage directement par analogie entre les deux formalismes **A** et **B** :

$$\varepsilon_B = \varepsilon_A \quad (I.11)$$

$$\mu_B = \mu_A \quad (I.12)$$

$$\gamma_B = \chi \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \quad (I.13)$$

$$\chi_B = \frac{\kappa \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}{\omega} \quad (I.14)$$

Pour les milieux chiraux réciproques $\gamma_B = 0$ les équations (I.9) et (I.10) s'écrivent:

$$\vec{D} = \varepsilon_B \vec{E} + j\omega \chi_B \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \vec{H} \quad (I.15)$$

$$\vec{B} = \mu_B \vec{H} - j\omega \chi_B \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \vec{E} \quad (I.16)$$

I.5.2. Relation de passage du formalisme A au formalisme C

Le formalisme **C**, dû à Jaggard, couple le champ électrique avec l'induction magnétique \vec{B} .

Les équations constitutives sont données par [1] [10-12]:

$$\vec{D} = \varepsilon_c \vec{E} + (\psi_n - j\xi_c) \vec{B} \quad (I.17)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_c} \vec{B} - (\psi_n + j\xi_c) \vec{E} \quad (I.18)$$

Où ξ_c est le paramètre de chiralité (Ω^{-1}) et ψ_n est le paramètre de non réciprocity (Ω^{-1}).

Donc, les relations de passage entre les formalismes **A** et **C** sont données par:

$$\varepsilon_c = \varepsilon_a - \frac{\varepsilon_0 \mu_0}{\mu_a} (\chi^2 + \kappa^2) \quad (I.19)$$

$$\mu_c = \mu_a \quad (I.20)$$

$$\psi_n = \frac{\chi \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}{\mu_a} \quad (I.21)$$

$$\xi_c = \frac{\kappa \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}{\mu_a} \quad (I.22)$$

Pour les milieux chiraux ($\psi_n = 0$) les équations s'écrivent:

$$\vec{D} = \varepsilon_c \vec{E} - j\xi_c \vec{B} \quad (I.23)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_c} \vec{B} - j\xi_c \vec{E} \quad (\text{I.24})$$

I.5.3. Relation de passage du formalisme A au formalisme D

Le formalisme **D** établi par Drude et Fedorov, les termes de couplage sont décrits à travers les rotationnels \vec{E} et \vec{H} . Les équations sont données par [1] [10-12]:

$$\vec{D} = \varepsilon_D (\vec{E} + (\beta + j\alpha) \vec{\nabla} \times \vec{E}) \quad (\text{I.25})$$

$$\vec{B} = \mu_D (\vec{H} + (\beta - j\alpha) \vec{\nabla} \times \vec{H}) \quad (\text{I.26})$$

Où β : est le paramètre de chiralité et α : le paramètre de non réciprocity.

Les relations de passage entre les formalismes **A** et **D** sont données par:

$$\varepsilon_D = \varepsilon_A \left(1 - \frac{\varepsilon_0 \mu_0}{\mu_A \varepsilon_A} (\chi^2 + \kappa^2) \right) \quad (\text{I.27})$$

$$\mu_D = \mu_A \left(1 - \frac{\varepsilon_0 \mu_0}{\mu_A \varepsilon_A} (\chi^2 + \kappa^2) \right) \quad (\text{I.28})$$

$$\alpha = \frac{\chi \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}{\omega (\varepsilon_A \mu_A - (\chi^2 + \kappa^2) \mu_0 \varepsilon_0)} \quad (\text{I.29})$$

$$\beta = \frac{\kappa \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}{\omega (\varepsilon_A \mu_A - (\chi^2 + \kappa^2) \mu_0 \varepsilon_0)} \quad (\text{I.30})$$

I.5.4. Relation de passage du formalisme A au formalisme E

Une autre possibilité de lier les quantités des flux et des champs, est de se connecter (\vec{E}, \vec{B}) avec (\vec{H}, \vec{D}). On obtient le formalisme **E** [10] :

$$\vec{E} = \frac{\vec{D}}{\varepsilon_E} - (\alpha_1 - j\alpha_2) \vec{H} \quad (\text{I.31})$$

$$\vec{B} = \mu_E \vec{H} + (\alpha_1 + j\alpha_2) \vec{D} \quad (\text{I.32})$$

Où α_2 : est le paramètre de chiralité et α_1 : le paramètre de non réciprocity.

Après des manipulations algébriques, on tire les relations de passage qui sont :

$$\varepsilon_E = \varepsilon_A \quad (\text{I.33})$$

$$\mu_E = \mu_A - \frac{(\chi^2 + \kappa^2)}{\varepsilon_A} \mu_0 \varepsilon_0 \quad (\text{I.34})$$

$$\alpha_1 = \frac{\chi \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}{\epsilon_A} \quad (\text{I.35})$$

$$\alpha_2 = \frac{\kappa \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}{\epsilon_A} \quad (\text{I.36})$$

I.6. Etude de la réflexion et de la transmission à l'interface d'une structure achirale-chirale

La définition de la réflexion et de la transmission à l'interface entre deux milieux se réalise par la résolution des équations de Fresnel, afin de déterminer les coefficients de transmission et de réflexion en mode TE (transverse électrique) (notée **S** signifiant : perpendiculaire en allemand : senkrecht) et TM (transverse magnétique) (notée **P** comme parallel). Cette analyse reste identique lors d'une propagation dans le cas d'un milieu chiral sauf qu'il existe une génération de deux ondes : polarisés circulaire droite (RCP) et circulaire gauche (LCP), qui se propagent dans ce milieu (figure I.5). Pour cela, on a élaboré un programme Matlab qui étudie ; particulièrement, la transmission via une interface diélectrique-chirale, en faisant varier le coefficient de chiralité pour déterminer son influence sur la réflexion et la transmission par la suite.

L'éclairement, sous une incidence quelconque, d'une interface diélectrique-chirale par une onde électromagnétique polarisée rectilignement, permet d'observer des effets d'activité optique et du dichroïsme circulaire. A l'intérieur du milieu chiral, les ondes se diffractent en modes propres polarisés circulairement droite k_+ et circulairement gauche k_- qui se propagent selon leurs nombres d'onde respectifs et s'atténuent aussi relativement à leurs vitesses respectives [1]. Dans nos calculs suivants on considère le formalisme C.

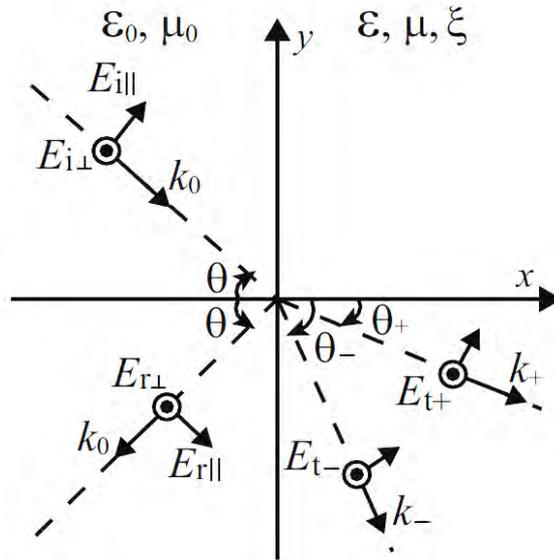


Figure I.5 : Les ondes électromagnétiques : incidente, réfléchie et transmise au niveau d'une interface diélectrique-chirale [13]

La loi de Snell-Descartes nous donne :

$$k_i \sin \theta_i = k_r \sin \theta_r = k_+ \sin \theta_+ = k_- \sin \theta_- \quad (I.37)$$

Où k_i, k_r, k_+, k_- sont les nombres d'onde des ondes : incidente, réfléchie et transmise.

Les angles de réfraction θ_+, θ_- qui correspondent aux deux ondes RCP et LCP se propageant dans le milieu chiral, sont déduits des relations (I. 37):

$$\theta_+ = \arcsin\left(\frac{k_i \sin \theta_i}{k_+}\right) \quad (I.38)$$

$$\theta_- = \arcsin\left(\frac{k_i \sin \theta_i}{k_-}\right) \quad (I. 39)$$

Si le paramètre de chiralité est : $\kappa = 0$, on a une interface diélectrique-diélectrique d'où l'on déduit : $\theta_+ = \theta_- = \theta_t$ avec :

$$\theta_t = \arcsin\left(\frac{k_i \sin \theta_i}{k}\right) \quad (I.40)$$

En général, il y a deux ondes transmises dans le milieu chiral. Le phénomène de la réflexion totale apparaît lorsqu'aucune onde ne peut se propager dans le milieu chiral [1]. En

substituant $\theta_+ = \theta_- = \frac{\pi}{2}$ dans les équations (I.38)-(I. 39), on obtient les angles d'incidences

critiques:

$$\theta_{c+} = \arcsin\left(\frac{k_+}{k_i}\right) = \arcsin\left(\frac{\omega\mu\xi_c + (\omega^2\mu^2\xi_c^2 + k^2)^{1/2}}{\sqrt{\mu_1\varepsilon_1}}\right) \quad (\text{I.41})$$

$$\theta_{c-} = \arcsin\left(\frac{k_-}{k_i}\right) = \arcsin\left(\frac{-\omega\mu\xi_c + (\omega^2\mu^2\xi_c^2 + k^2)^{1/2}}{\sqrt{\mu_1\varepsilon_1}}\right) \quad (\text{I.42})$$

Cette étape de travail est également une généralisation de celle effectuée par l'auteur [1].

$$\theta_{c+} = \arcsin\left(\frac{k_+}{k_i}\right) = \arcsin\left(\frac{\sqrt{\mu\varepsilon} - \kappa\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}{\sqrt{\mu_1\varepsilon_1}}\right) \quad (\text{I.43})$$

$$\theta_{c-} = \arcsin\left(\frac{k_-}{k_i}\right) = \arcsin\left(\frac{\sqrt{\mu\varepsilon} + \kappa\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}}{\sqrt{\mu_1\varepsilon_1}}\right) \quad (\text{I.44})$$

D'après les équations : $\kappa > 0$ et $k_- > k_+ > k_i$ on a l'équation : $\theta_{c+} < \theta_{c-}$, et on distingue alors les trois cas suivants:

1^{er} cas : $\theta_i < \theta_{c+} < \theta_{c-}$

Les ondes RCP et LCP se propagent dans le milieu chiral.

2^{ème} cas : $\theta_{c+} < \theta_i < \theta_{c-}$

L'onde LCP peut se propager, mais l'onde RCP est évanescente.

3^{ème} cas : $\theta_{c+} < \theta_{c-} < \theta_i$

Manifestation du phénomène de la réflexion totale, où aucune des deux ondes ne peut se propager dans le milieu chiral.

Pour les équations : $\kappa < 0$ et $k_+ > k_- > k_i$ on a l'équation : $\theta_{c+} > \theta_{c-}$, selon lesquelles nous avons également trois cas suivants à distinguer:

1^{er} cas : $\theta_i < \theta_{c-} < \theta_{c+}$

Les ondes RCP et LCP qui se propagent dans le milieu chiral.

2^{ème} cas : $\theta_{c-} < \theta_i < \theta_{c+}$

L'onde RCP peut se propager, mais contrairement l'onde LCP sera évanescente.

3^{ème} cas : $\theta_{c-} < \theta_{c+} < \theta_i$

C'est le phénomène de la réflexion totale qui apparaît, et où aucune des deux ondes ne peut se propager dans le milieu chiral.

Lorsque on a les équations : $\kappa > 0$, et $k_- < k_i < k_+$, ou le couple d'équations : $\kappa < 0$, et $k_+ < k_i < k_-$, dans ces cas il n'y a qu'un angle critique d'incidence possible.

I.6.1. Coefficients de réflexion et de transmission à une interface achirale-chirale

Dans cette étape de notre étude nous caractérisons la réflexion et la transmission d'une onde électromagnétique entre les milieux : achirale-chirale, en calculant les coefficients de Fresnel en mode TE (**S**) et TM (**P**) qui sont définis comme suit :

En considérant les équations suivantes :

$$\begin{bmatrix} E_{r(s)} \\ E_{r(p)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{ss} & R_{sp} \\ R_{ps} & R_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{i(s)} \\ E_{i(p)} \end{bmatrix} \quad (\text{I.45})$$

$$\begin{bmatrix} E_{t(s)} \\ E_{t(p)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{ss} & T_{sp} \\ T_{ps} & T_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{i(s)} \\ E_{i(p)} \end{bmatrix} \quad (\text{I.46})$$

Et en utilisant le formalisme **C**, ensuite après des manipulations algébriques, et en passant par l'étude des conditions de continuité des champs entre deux milieux diélectrique-chiral ; on détermine les coefficients de Fresnel suivants :

$$R_{ss} = \frac{(1-g^2)\cos\theta_i(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) + 2g(\cos^2\theta_i - \cos\theta_2\cos\theta_1)}{\cos\theta_i(1+g^2)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) + 2g(\cos^2\theta_i + \cos\theta_2\cos\theta_1)} \quad (\text{I.47})$$

$$R_{sp} = \frac{-2jg\cos\theta_i(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)}{\cos\theta_i(1+g^2)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) + 2g(\cos^2\theta_i + \cos\theta_2\cos\theta_1)} \quad (\text{I.48})$$

$$R_{ps} = \frac{-2jg\cos\theta_i(\cos\theta_1 - \cos\theta_2)}{\cos\theta_i(1+g^2)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) + 2g(\cos^2\theta_i + \cos\theta_2\cos\theta_1)} \quad (\text{I.49})$$

$$R_{pp} = \frac{(1-g^2)\cos\theta_i(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) - 2g(\cos^2\theta_i - \cos\theta_2\cos\theta_1)}{\cos\theta_i(1+g^2)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) + 2g(\cos^2\theta_i + \cos\theta_2\cos\theta_1)} \quad (\text{I.50})$$

$$T_{ss} = \frac{-2j\cos\theta_i(\cos\theta_2 + g\cos\theta_i)}{\cos\theta_i(1+g^2)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) + 2g(\cos^2\theta_i + \cos\theta_2\cos\theta_1)} \quad (\text{I.51})$$

$$T_{sp} = \frac{2\cos\theta_i(\cos\theta_i + g\cos\theta_2)}{\cos\theta_i(1+g^2)(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) + 2g(\cos^2\theta_i + \cos\theta_2\cos\theta_1)} \quad (\text{I.52})$$

$$T_{ps} = \frac{2j \cos \theta_i (\cos \theta_1 + g \cos \theta_i)}{\cos \theta_i (1 + g^2) (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) + 2g (\cos^2 \theta_i + \cos \theta_2 \cos \theta_1)} \quad (\text{I.53})$$

$$T_{pp} = \frac{2 \cos \theta_i (\cos \theta_i + g \cos \theta_1)}{\cos \theta_i (1 + g^2) (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) + 2g (\cos^2 \theta_i + \cos \theta_2 \cos \theta_1)} \quad (\text{I.54})$$

Avec :

$$g = n_c (\sqrt{1 + \mathcal{G}^2})$$

$$n_c = \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0}} \quad \eta_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \quad \eta_c = \eta_0 n_c \quad \mathcal{G} = \frac{\xi_c}{\eta_c}$$

R , T : représentent les coefficients de réflexion et de transmission respectivement, en mode TM (**P**) et en mode TE (**S**); les signe (+) et (-) sont utilisés pour designer respectivement les ondes RCP et LCP.

n_1, n_c, n_+, n_- : désignent respectivement l'indice du milieu d'incidence, l'indice du milieu chiral, l'indice de l'onde RCP (indice droite) et l'indice de la LCP (indice gauche) ; tel que :

$$n_{\pm} = n_c (\pm \mathcal{G} + \sqrt{1 + \mathcal{G}^2}) \quad (\text{I.55})$$

I.6.2. Influence du paramètre de chiralité sur les coefficients de transmission et de réflexion

Les résultats sont illustrés par les figures suivantes :

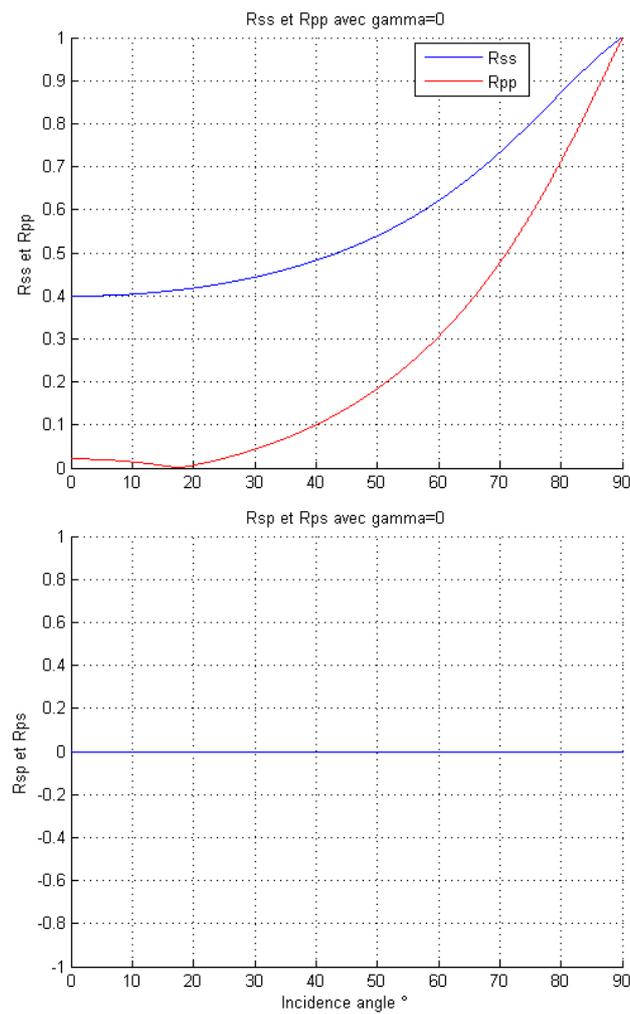
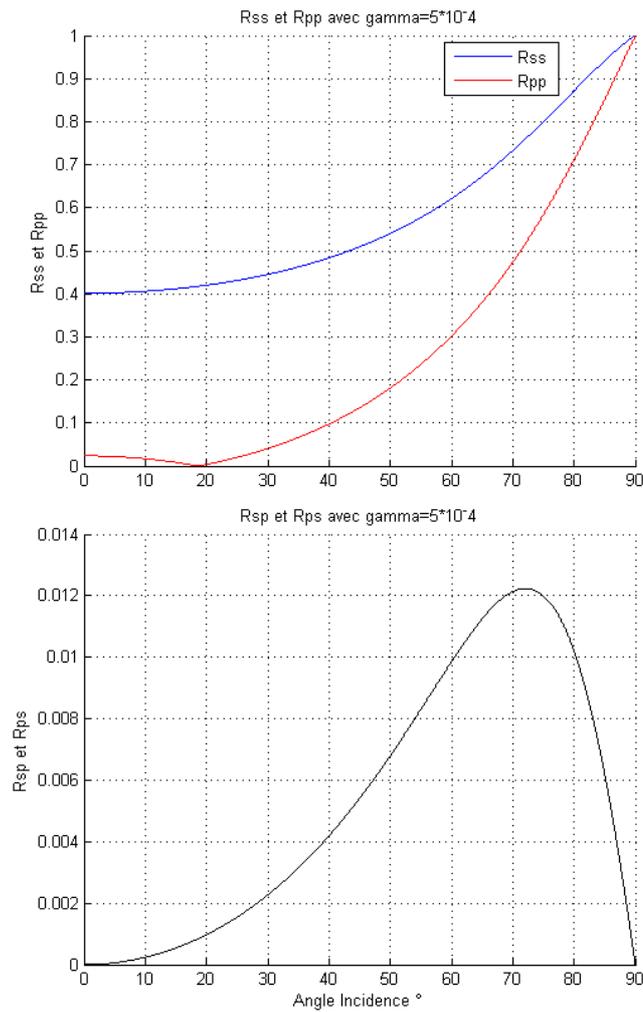
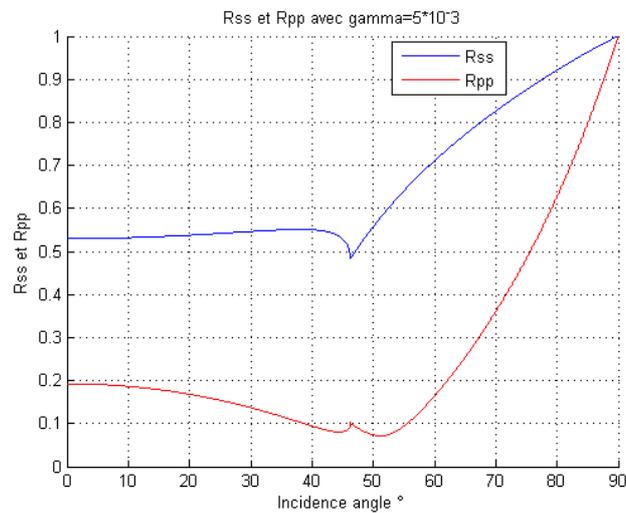


Figure. I.6 : Coefficients de réflexion pour le mode TE et le mode TM,

Cas : $n_1 = 1.46$ (verre) et $n_c = 1.7$ $\xi_c = 0$ (achiral)



**Figure. I.7 : Coefficients de réflexion pour le mode TE et le mode TM,
Cas $n_1 = 1.46$ (verre) et $n_c = 1.7$ $\xi_c = 5.10^{-4}$ (chiral)**



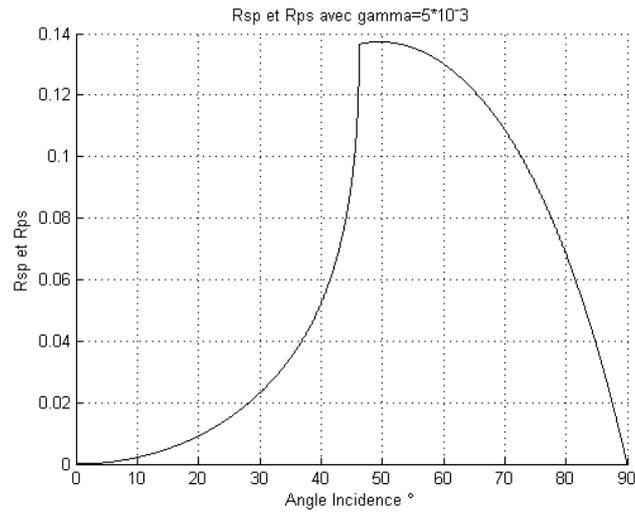


Figure. I.8 : Coefficients de réflexion pour le mode TE et le mode TM,

Cas $n_1 = 1.46$ (verre) et $n_c = 1.7$ $\xi_c = 5.10^{-3}$ (chiral)

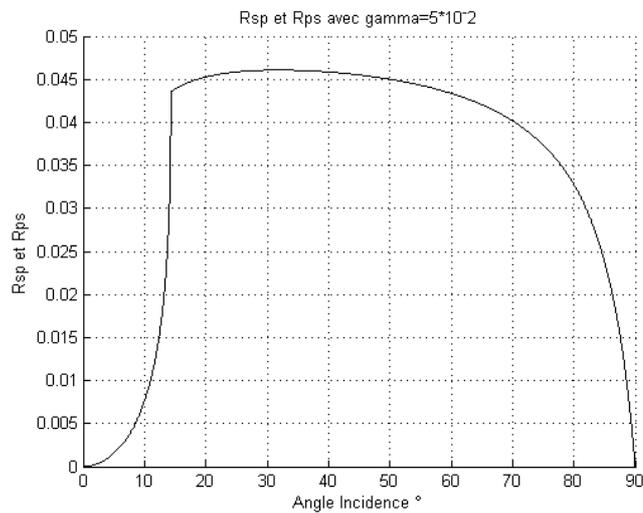
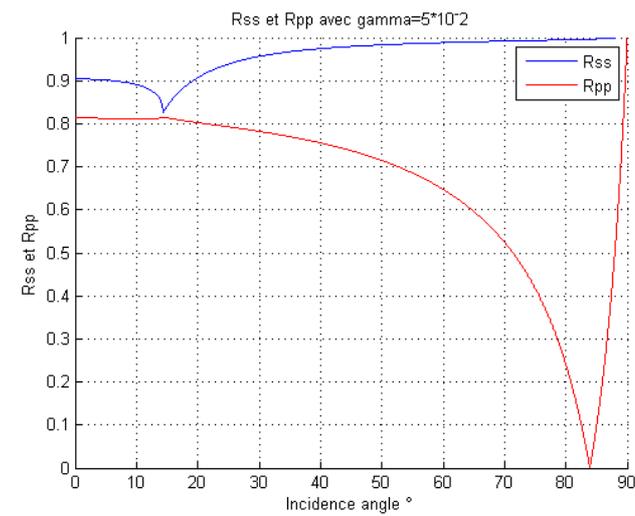


Figure. I.9 : Coefficients de réflexion pour le mode TE et le mode TM,

Cas $n_1 = 1.46$ (verre) et $n_c = 1.7 \xi_c = 5.10^{-2}$ (chiral)

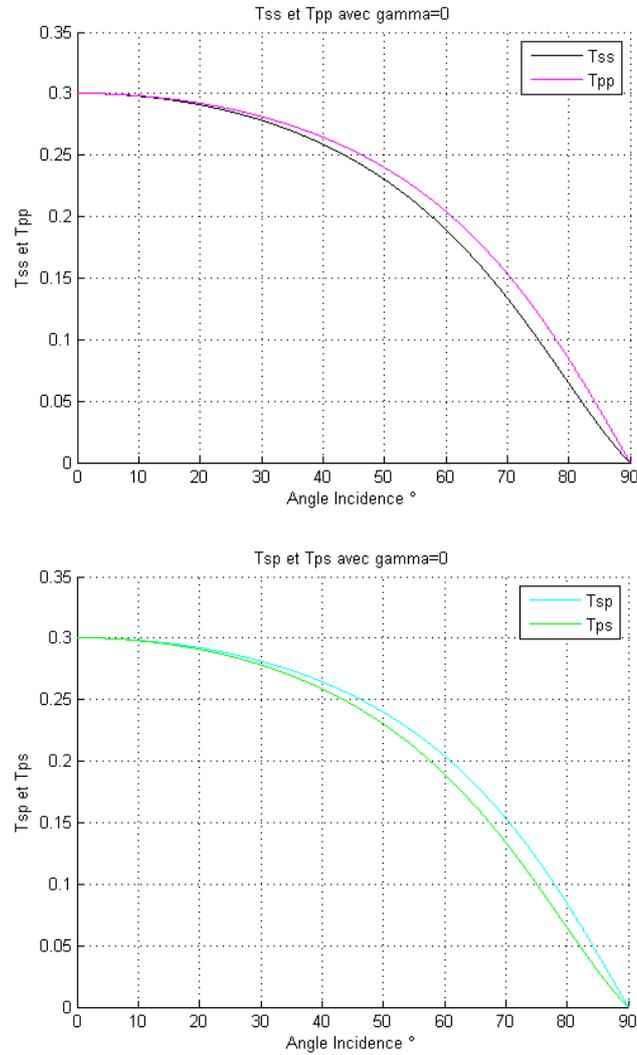


Figure. I.10 : Coefficients de transmission pour le mode TE et le mode TM,

Cas $n_1 = 1.46$ (verre) et $n_c = 1.7 \xi_c = 0$ (achiral)

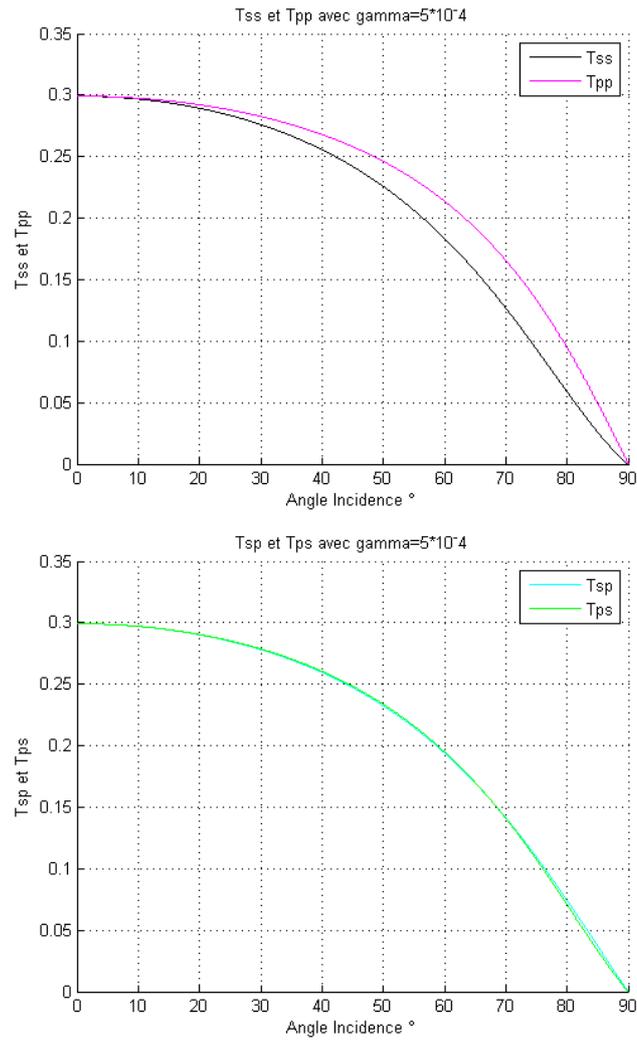
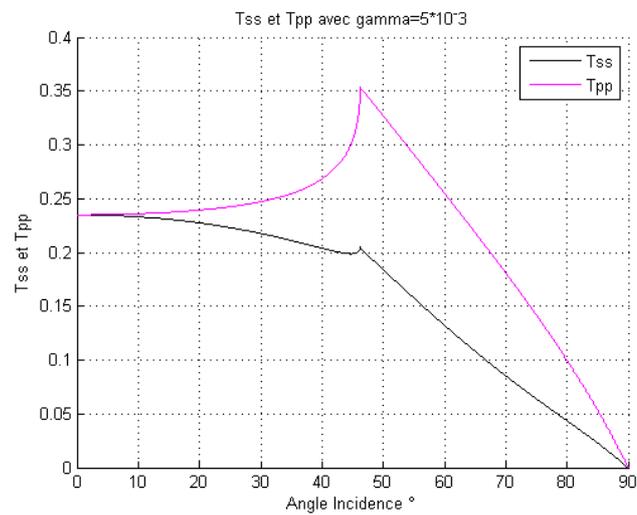


Figure. I.11 : Coefficients de transmission pour le mode TE et le mode TM,

Cas $n_1 = 1.46$ (verre) et $n_c = 1.7$ $\xi_c = 5 \cdot 10^{-4}$ (chiral)



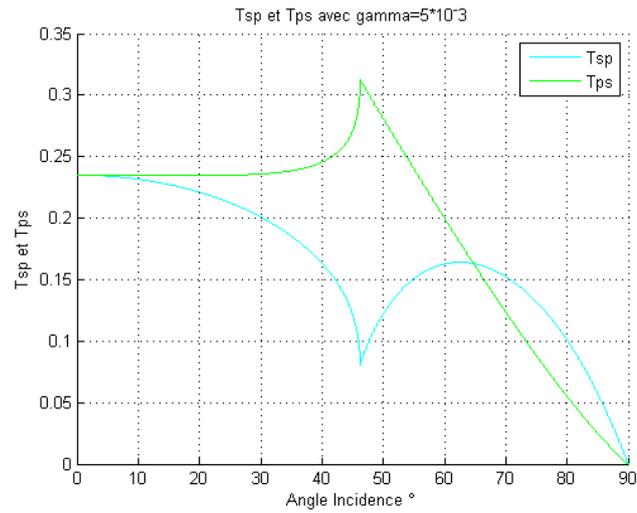


Figure. I.12 : Coefficients de transmission pour le mode TE et le mode TM,

Cas $n_1 = 1.46$ (verre) et $n_c = 1.7$ $\xi_c = 5 \cdot 10^{-3}$ (chiral)

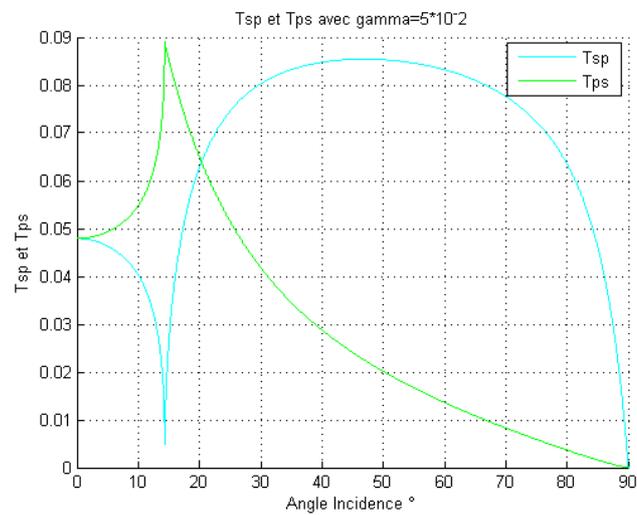
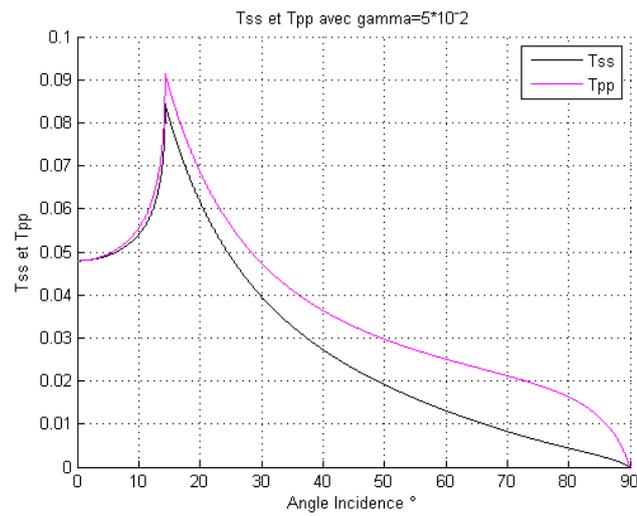


Figure. I.13 : Coefficients de transmission pour le mode TE et le mode TM,

$$\text{Cas } n_1 = 1.46 \text{ (verre) et } n_c = 1.7 \quad \xi_c = 5.10^{-2} \text{ (chiral)}$$

Commentaire :

On remarque, d'après les illustrations présentées par les figures I.6 - I.13, que pour un paramètre de chiralité faible, le milieu tend vers un milieu isotrope ; donc une transmission identique des deux modes, accéléré et décéléré, concrétisée par leurs superposition n'est traduite que par l'annulation des coefficients : $R_{sp}, R_{ps}, T_{sp}, T_{ps}$. Lorsque le paramètre de chiralité augmente, on constate une légère apparition des deux ondes générées par l'effet dichroïque, jusqu'à une bonne distinction des deux modes pour un paramètre égale à $\xi_c = 5.10^{-2}$ ce qui concorde bien avec les résultats obtenus dans les littératures [13-20]. En effet, l'augmentation du paramètre de chiralité implique une augmentation de la valeur des coefficients : $R_{sp}, R_{ps}, T_{sp}, T_{ps}$.

I.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons brièvement rappelé des généralités sur les milieux chiraux et leurs principales propriétés. Nous avons présenté les relations constitutives des milieux chiraux, et nous avons calculé et effectué une étude comparative entre les différents formalismes utilisés pour décrire les milieux biisotropes (ou les milieux chiraux). Les résultats obtenus par élaboration de programmes sous l'environnement Matlab; nous a mené à étudier les coefficients de transmission, et de réflexion à une interface achirale-chirale. Les résultats obtenus ont été comparés avec des travaux publiés dans la littérature scientifique [13-27]. D'après ces résultats, les coefficients : $R_{sp}, R_{ps}, T_{sp}, T_{ps}$ sont proportionnel au coefficient de chiralité, On a constaté qu'ils s'améliorent avec l'augmentation de ce dernier. Dans le cas de structures multicouches, on peut ajuster, selon les applications, le comportement électromagnétique en modifiant le nombre de couches, ainsi que les valeurs de la permittivité et la perméabilité de chaque couche (cf. annexe A).

Chapitre II

La non linéarité des milieux chiraux

Résumé

Dans ce chapitre, une nouvelle approche mathématique a été proposée pour la mise en valeur de l'effet non linéaire dans un milieu chiral, qui découle de la magnétisation sous l'effet d'un champ électrique fort. Cependant les milieux chiraux présentent un couplage entre les quantités électriques et magnétiques. Ceci se traduit au niveau des équations constitutives par le fait que les vecteurs de polarisation et magnétisation dépendent à la fois des champs électrique et magnétique. Ce qui illustre précisément l'existence d'une différence entre un milieu chiral non linéaire et un milieu achiral non linéaire, donc selon notre nouvelle approche non seulement la polarisation a une forme non linéaire et la magnétisation aussi. Le milieu non linéaire chiral est décrit de manière électromagnétique par les nouvelles relations constitutives $\vec{D} = \epsilon_s \vec{E} + \xi_{EH} \vec{H}$ et $\vec{B} = \mu \vec{H} + \xi_{HE}^s \vec{E}$. Par conséquent notre objectif était de mettre en valeur les deux aspects de la non linéarité liés à la chiralité. Ce qui pourra mener à trouver une meilleure compréhension fondamentale de l'interaction entre l'onde électromagnétique et les milieux chiraux.

II.1. Introduction

L'invention des lasers en 1960 a rendu caduque une partie des approximations jusqu'alors utilisées en optique. En effet, les lasers mettent en jeu de telles puissances que l'ordre de grandeur de l'énergie de cohésion des électrons dans les atomes (ou les molécules) est atteint [28,29]. L'approximation linéaire n'est alors plus valable et il faut faire appel à l'optique non linéaire. On peut rendre compte certains des phénomènes avec des modèles classiques non linéaires (effet Kerr, mélange à trois ou quatre ondes, etc.) [28,29]. La description de tels effets est basée sur une extension de la notion de propagation linéaire du champ électromagnétique dans la matière. Elle repose sur l'usage des équations Maxwell macroscopiques dans lesquelles la polarisation (magnétisation) est exprimée au moyen d'un développement en puissances d'amplitude des champs présents dans le milieu. De la même façon que les propriétés linéaires du milieu chiral sont décrites au moyen d'une seule quantité, la susceptibilité linéaire. Alors que les propriétés non linéaires d'un matériau sont caractérisées par un certain nombre de susceptibilités exprimant la non linéarité.

Le modèle du matériau soumis à l'étude pourra donner lieu à un certain nombre d'effets chiraux non linéaires. Pour ces raisons la correspondance entre la manifestation de ces effets et la formulation des susceptibilités correspondantes doit permettre une description globale et universelle des effets chiraux non linéaires.

II.2. Mise en équations

En 1979 ; Jaggard, Michelson et Papas [21] ont présenté un modèle macroscopique de l'interaction d'une onde électromagnétique avec des structures chirales (Figure II.1) [21] [1]. Ils montraient que dans le cas d'une excitation harmonique ($e^{-j\omega t}$) d'un milieu chiral composé d'une répartition d'hélices métalliques de même forme énantiomorphique noyées dans une matrice diélectrique, les vecteurs de polarisation \vec{P} et magnétisation \vec{M} s'écrivent [1] [21]:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E} + \chi_{em} \vec{H} \quad (\text{II.1})$$

$$\vec{M} = \varepsilon_0 \chi_m \vec{H} + \chi_{me} \vec{E} \quad (\text{II.2})$$

χ_e : susceptibilité électrique

χ_m : susceptibilité magnétique

χ_{em} et χ_{me} : susceptibilités croisées

ϵ_0 : Permittivité du vide.

Donc :

$$\vec{P} = \vec{P}_e + \vec{P}_m \tag{II.3}$$

$$\vec{M} = \vec{M}_m + \vec{M}_e \tag{II.4}$$

$$\vec{P}_e = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \tag{II.5}$$

$$\vec{P}_m = \chi_{em} \vec{H} \tag{II.6}$$

$$\vec{M}_e = \chi_{me} \vec{E} \tag{II.7}$$

$$\vec{M}_m = \epsilon_0 \chi_m \vec{H} \tag{II.8}$$

Avec : \vec{P}_e et \vec{P}_m sont les polarisations induites dans le milieu chiral par \vec{E} et respectivement par \vec{H} . Et pareillement pour : \vec{M}_e et \vec{M}_m

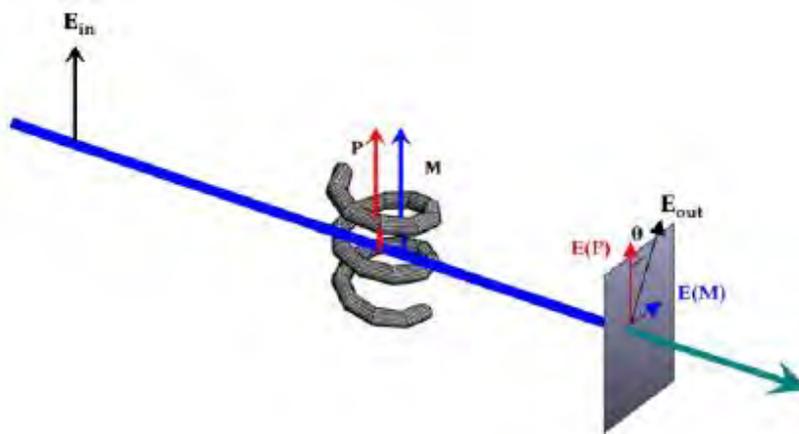


Figure. II.1. Une vue intuitive de l'activité optique d'une molécule hélicoïdale [30].

II.3. Effet chiral non linéaire

Dans les milieux chiraux linéaires \vec{P} et \vec{M} sont respectivement proportionnelles, à \vec{E} et \vec{H} , donc le principe de superposition s'applique. Les dipôles électriques oscillants à la fréquence de l'onde électromagnétique vont rayonner un champ de la même fréquence dans le milieu, et ainsi modifier la propagation de l'onde optique [3,4] [28-32]. Cependant, lorsque le champ est suffisamment intense de l'ordre du champ interatomique, la réponse du milieu chiral (donc la polarisation, magnétisation) est une fonction non linéaire de l'excitation. Une onde laser correspond à un champ électromagnétique oscillant à une fréquence de l'ordre de 10^{13} à 10^{15} Hz [28-32]. Sous l'action du champ électrique d'une telle onde, les charges d'un diélectrique

sont soumises à un mouvement oscillant de la même fréquence, formant un ensemble de dipôles oscillants [28-32]. L'effet du champ magnétique sur les particules chargées est quant à lui beaucoup plus faible, et peut être négligé. Donc pour mettre ces effets en valeur, on utilise les approximations des auto-susceptibilités, qui peuvent être écrites comme suit [21]:

$$\delta_e = ((2l)^2 C / \epsilon_0) \tag{II.9}$$

$$\delta_m = ((\pi a^2)^2 \mu_0 / L) \tag{II.10}$$

Où C et L sont respectivement la capacitance et l'inductance de l'objet chiral, et $2l$ et $2a$ représentent la longueur et la largeur de l'hélice courte (Figure II.2) [21]. Donc les susceptibilités croisées peuvent être donnés par [21]:

$$\delta_{em} = \delta_m (2l / \pi a^2 k) \tag{II.11}$$

$$\delta_{me} = \delta_e (\pi a^2 k / 2l) \tag{II.12}$$

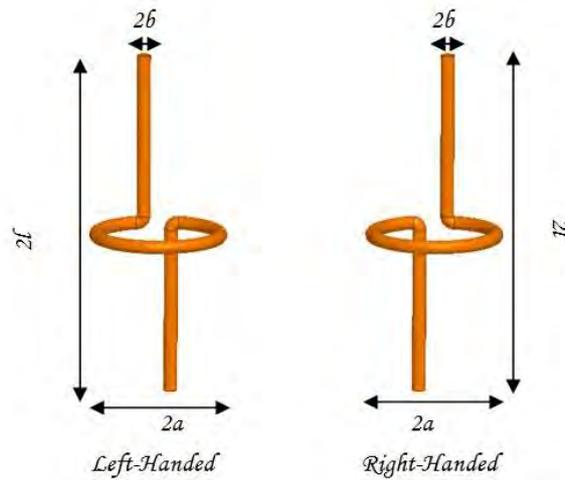


Figure. II.2. hélices courtes utilisées dans les calculs de: δ_e δ_m δ_{em} δ_{me} .

Où l'expression (II.12) exprime la relation entre la susceptibilité croisée χ_{me} et la susceptibilité électrique χ_e , cela nous permet d'identifier le non linéarité sous l'effet d'un champ électrique fort. Au-delà duquel les équations (II. 3) et (II.4) représentatives de la polarisation et la magnétisation totales du milieu chiral non linéaire seront alors toutes les deux formulées selon un développement en série de Taylor comme suit :

$$\vec{P} = \chi_{em}^{(1)} \vec{H} + \epsilon_0 \chi_e^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi_e^{(2)} \vec{E}\vec{E} + \epsilon_0 \chi_e^{(3)} \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \tag{II.13}$$

$$\vec{M} = \epsilon_0 \chi_m^{(1)} \vec{H} + \chi_{me}^{(1)} \vec{E} + \chi_{me}^{(2)} \vec{E}\vec{E} + \chi_{me}^{(3)} \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \tag{II.14}$$

Où (II.15) et (II.16) représentent respectivement la polarisation et la magnétisation linéaires :

$$\vec{P}_e^L = \varepsilon_0 \chi_e^{(1)} \vec{E} \quad (\text{II.15})$$

$$\vec{M}_e^L = \chi_{me}^{(1)} \vec{E} \quad (\text{II.16})$$

Et (II.17), (II.18) les expressions respectives et caractéristiques de la polarisation et la magnétisation non-linéaires :

$$\vec{P}_e^{NL} = \varepsilon_0 \chi_e^{(2)} \vec{E}\vec{E} + \varepsilon_0 \chi_e^{(3)} \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \quad (\text{II.17})$$

$$\vec{M}_e^{NL} = \chi_{me}^{(1)} \vec{E} + \chi_{me}^{(2)} \vec{E}\vec{E} + \chi_{me}^{(3)} \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \quad (\text{II.18})$$

Avec les termes $\chi_e^{(n)}$ et $\chi_{me}^{(n)}$ exprimant les susceptibilités macroscopiques, du milieu chiral non linéaire. Elles sont également appelées les susceptibilités non-linéaires d'ordre (n) et représentées par des tenseurs de rang (n+1).

La polarisation non-linéaire, donnée par [28-32], est exprimée selon un développement algébrique de produits tensoriels entre composantes. Ce qui nous permet de reformuler les expressions (II.17) et (II.18) sous les formes suivantes :

$$P_{(e)i}^{NL} = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{(e)ijk}^{(2)} E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) + \varepsilon_0 \sum_{j,k,l} \chi_{(e)ijkl}^{(3)} E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) E_l(\omega_3) + \dots \quad (\text{II.19})$$

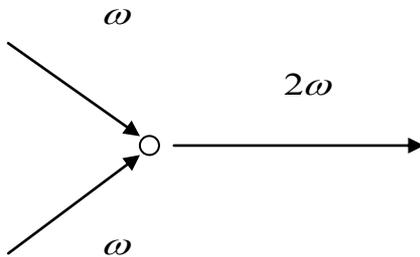
$$M_{(e)i}^{NL} = \sum_{j,k} \chi_{(me)ijk}^{(2)} E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) + \sum_{j,k,l} \chi_{(me)ijkl}^{(3)} E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) E_l(\omega_3) + \dots \quad (\text{II.20})$$

Avec : $1 \leq i, j, k \leq 3$

Le premier terme représente la partie linéaire en \vec{E} de la polarisation et la magnétisation , il est lié à la susceptibilité d'ordre 1, qui est une grandeur sans dimension, et qui traduit la contribution dominante de la polarisation (magnétisation) du milieu chiral et correspond aux propriétés optiques . La fréquence de l'onde créée est dans ce cas égale à celle de l'onde incidente [29].

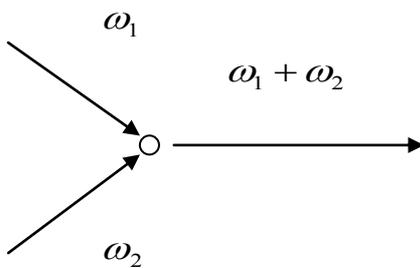
Les termes du deuxième ordre : la susceptibilité d'ordre 2 est responsable de tous les effets du second ordre, généralement nulle pour les matériaux amorphes, en raison de la symétrie d'inversion au niveau moléculaire [29]. On cite comme exemple :

- La génération de seconde harmonique : $\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$



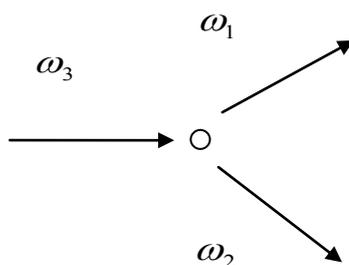
C'est l'absorption virtuelle de deux photons à la fréquence ω et émission d'un photon à 2ω

- La génération de la fréquence somme: $\chi^{(2)}(\omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2)$



C'est l'absorption virtuelle de deux photons l'un à la fréquence ω_1 , et l'autre à ω_2 et émission d'un photon à $\omega_1 + \omega_2$

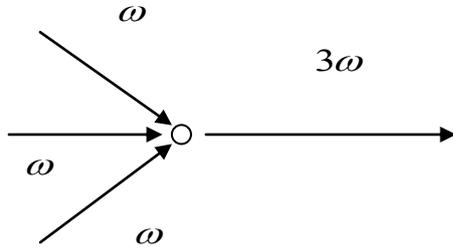
- Amplification paramétrique: $\chi^{(2)}(\omega_3; \omega_1, \omega_3 - \omega_1)$



C'est le processus inverse de la génération de la fréquence somme, telles que les fréquences $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$

Les termes du troisième ordre : la susceptibilité d'ordre 3 est donc le premier terme responsable de phénomènes non linéaires tels que l'effet Kerr optique ou l'auto-modulation de phase (SPM), l'intermodulation de phase (XPM) ou encore les diffusions Brillouin et Raman stimulée... [29].

- La génération de la troisième harmonique : $\chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega)$



C'est l'absorption virtuelle de trois photons à la fréquence ω et émission d'un photon à 3ω

II.4. Les relations constitutives du milieu chiral non linéaire

Les lois classiques de l'électromagnétisme imposent que les relations constitutives décrivant le matériau le plus général (global) peuvent être écrites sous la forme suivante:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{II.21})$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{II.22})$$

Tenant compte les résultats des articles [33-39], on déduit à partir de (II.13) et (II.14) selon notre nouvelle formulation les équations constitutives du milieu chiral non linéaire sont les suivantes :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + \xi_{EH} \vec{H} + \vec{P}_e^{NL} \quad (\text{II.23})$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} + \xi_{HE} \vec{E} + \mu_0 \vec{M}_e^{NL} \quad (\text{II.24})$$

Où ε et μ sont respectivement la permittivité et la perméabilité du milieu chiral.

Les facteurs de chiralité linéaires données par Shivola et Lindell [11,12] :

$$\xi_{EH} = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} (\gamma - j\kappa) \quad (\text{II.25})$$

$$\xi_{HE} = \xi_{EH}^* \quad (\text{II.26})$$

Où γ est le paramètre de la non réciprocité et κ est le paramètre de chiralité linéaire.

Les différentes écritures possibles décrivant le couplage entre les quantités électriques et magnétiques, mène à une mise en forme diverse des formalismes pour la description des milieux chiraux.

D'une manière générale en employant le formalisme de Shivola et Lindell [11,12], nos équations constitutives d'un milieu à chiralité non linéaire seront exprimées comme suit:

$$\vec{D} = \varepsilon_g \vec{E} + \xi_{EH} \vec{H} \quad (\text{II.27})$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} + \xi_{HE}^s \vec{E} \quad (\text{II.28})$$

$$\varepsilon_g = \varepsilon + \varepsilon_{NL} \quad (\text{II.29})$$

$$\xi_{HE}^s = \xi_{EH}^* + \xi_{HE}^{NL} \quad (\text{II.30})$$

Où ε_{NL} la permittivité non linéaire, tandis que ξ_{HE}^s et ξ_{HE}^{NL} sont respectivement le facteur de chiralité globale et celui de la non linéaire.

II.5. Propagation dans un milieu chiral non linéaire infini

A partir des équations de Maxwell, qui sont les fondements de l'électromagnétisme, et qui décrivent localement l'évolution et les propriétés du champ électrique et magnétique, nous considérons la première équation de Maxwell, qui est l'équation de Maxwell-Faraday, et qui décrit le phénomène d'induction électromagnétique découvert par Faraday [40]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.31})$$

Quant à la deuxième équation, qui est l'équation de Maxwell-Ampère, et qui découle du théorème d'Ampère, elle lie l'évolution du champ électrique en fonction du champ magnétique [40]. Elle est donnée par :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.32})$$

En incluant (II.28) dans (II.31) et (II.27) dans (II.32), on trouve :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \frac{\partial \xi_{HE}^s \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{II.33})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \varepsilon_g \vec{E}}{\partial t} + \xi_{EH} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{II.34})$$

Faisons le rotationnel de l'expression (II.33)

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{H}}{\partial t} - \frac{\partial \vec{\nabla} \times (\xi_{HE}^s \vec{E})}{\partial t} \quad (\text{II.35})$$

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{H}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{\nabla} \times (\xi_{HE}^s \vec{E})}{\partial t} \quad (\text{II.36})$$

En introduisant (II.34) dans (II.36), nous obtenons l'équation suivante:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \frac{\partial^2 (\varepsilon_g \vec{E})}{\partial t^2} + \mu \xi_{EH} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{\nabla} \times (\xi_{HE}^s \vec{E})}{\partial t} \quad (\text{II.37})$$

En exprimant \vec{H} en fonction de \vec{E} à partir de (II.33) et en remplaçant dans (II.37), on trouve :

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \frac{\partial^2 (\epsilon_g \vec{E})}{\partial t^2} - \xi_{EH} \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{E}}{\partial t} - \xi_{EH} \frac{\partial^2 (\xi_{HE}^g \vec{E})}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{\nabla} \times (\xi_{HE}^g \vec{E})}{\partial t} \quad (\text{II.38})$$

II.6. Equations propagation dans un milieu chiral avec effet Kerr

Dans le formalisme de l'optique non linéaire, l'effet Kerr optique correspond à l'existence dans un matériau d'une susceptibilité non linéaire de troisième ordre purement réelle de la forme $\chi_e^3(\omega; \omega, -\omega, \omega)$. Ce matériau éclairé par une onde laser d'amplitude E , de fréquence ω , et de vecteur d'onde \vec{k} , acquiert donc une polarisation non linéaire de la forme:

$$P_{(e)}^{NL} = \chi_e^3(\omega; \omega, -\omega, \omega) E^2 |E \exp(\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (\text{II.39})$$

Cette dernière est traduite par une modification de l'indice de réfraction du matériau de type [28,29]:

$$n = n_0 + n^{Kerr} |E^2| \quad (\text{II.40})$$

Le premier terme n_0 est l'indice de réfraction linéaire à la fréquence laser, tandis que le second terme $n^{Kerr} |E^2|$ corrige l'indice d'une quantité proportionnelle à l'intensité du champ.

Donc le milieu de type Kerr le plus classique est celui où il n'y a qu'une non linéarité Kerr instantanée. C'est ce contexte, associé à une formulation d'enveloppe pour l'onde, qui aboutit à l'équation de Schrödinger non linéaire cubique [28,29].

Dans cette partie, nous apportons notre correction en exploitant notre analogie formelle qui existe entre milieu achiral avec l'effet Kerr et ce chiral avec effet Kerr, afin de mettre en valeur la nature physique des milieux chiraux avec un type de non linéarité Kerr où la magnétisation est aussi non linéaire sous la forme :

$$M_e^{NL} = \chi_{em}^3(\omega; \omega, -\omega, \omega) E^2 |E \exp(\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (\text{II.41})$$

Dans ce cas le milieu Kerr et le milieu Kerr-Chiral possèdent des caractéristiques similaires exprimées par nos expressions comme suit:

$$\epsilon_g = \epsilon + \epsilon^{Kerr} |E^2| \quad (\text{II.42})$$

$$\xi_{HE}^g = \xi_{EH}^* + \xi_{HE}^{Kerr} |E^2| \quad (\text{II.43})$$

Le premier terme ξ_{EH}^* est le facteur de chiralité linéaire à la fréquence laser, tandis que le second terme $\xi_{HE}^{Kerr} |E^2|$ corrige le facteur de chiralité d'une quantité proportionnelle à l'intensité du champ.

Ce qui nous a permis de déduire l'équation de propagation dans un milieu Kerr-Chiral :

$$\begin{aligned} \nabla^2 \bar{E} - \left(\mu\epsilon - |\xi_{EH}^2| \right) \frac{\partial^2 (\bar{E})}{\partial t^2} - (\xi_{EH}^* - \xi_{EH}) \frac{\partial \bar{\nabla} \times \bar{E}}{\partial t} = \\ \left(\mu\epsilon^{Kerr} - \xi_{EH} \xi_{HE}^{Kerr} \right) \frac{\partial^2 |E^2| \bar{E}}{\partial t^2} + \xi_{HE}^{Kerr} \frac{\partial \bar{\nabla} \times |E^2| \bar{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (II.44)$$

D'où notre résultat est également une généralisation de celle effectuée par les auteurs [35-39]

II.7. Conclusion

Cette étape de notre recherche est axée sur la conception d'une nouvelle approche pour comprendre l'origine physique des effets chiroptique, afin de rendre généraux les principaux modèles macroscopiques de chiralité aux effets non-linéaires. Donc selon notre type de formalisme publié dans [41], l'effet Kerr -Chiral basé sur la magnétisation en combinaison avec les effets Kerr de la polarisation pour une représentation globale d'un matériau chiral non linéaire du type Kerr par une approche des plus rigoureuses.

En perspectives, il serait donc très important de résoudre l'équation non linéaire de ce milieu Kerr-Chiral par une méthode numérique, et c'est l'objectif de notre prochain travail, où la propagation solitonique découle de cet effet qui met en balance les effets de la non linéarité de l'interaction et de la caractéristique dispersive du matériau.

Chapitre III

Etude d'une impulsion lumineuse dans une fibre chiroptique

Résumé

Une étude théorique d'une impulsion lumineuse se propageant dans une fibre chiroptique, selon la considération de l'effet Kerr, est présentée dans ce chapitre. En effet, les nouveaux effets de chiralité sont caractérisés par notre formalisme proposé, pour mettre en évidence l'effet non linéaire dans un milieu chiral, qui est dû à la magnétisation sous l'influence d'un champ électrique intense. Cependant, nos simulations sous l'environnement Matlab sont basées sur la méthode de Fourier Split-Step pour la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire. Cette dernière est l'une des méthodes pseudo spectrales les plus utilisées pour étudier la propagation des impulsions dans les milieux non linéaires et dispersifs. Les résultats obtenus et présentés dans ce chapitre illustrent l'effet du paramètre de la chiralité non linéaire qui devient le facteur clé pour estimer la dispersion non linéaire des fibres chiroptiques.

III.1. Introduction

L'équation de Schrödinger non linéaire (ESNL) est une équation qui intervient dans plusieurs domaines de la physique des ondes [40] [42-47]. Elle peut entre autres être obtenue à partir d'un développement asymptotique de l'équation de Korteweg-de Vries (KdV) (cf. annexe B) pour les paquets d'ondes faiblement non linéaires [40] [42-48]. L'équation de Schrödinger découle alors d'un premier ordre d'approximation et donne l'évolution de l'enveloppe du paquet d'ondes [40] [42-47].

Le milieu non linéaire chiral est décrit par l'approche électromagnétique selon notre nouvelle formulation des relations constitutives $\vec{D} = \varepsilon_g \vec{E} + \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \xi_{EH} \vec{H}$ and $\vec{B} = \mu \vec{H} + \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \xi_{HE}^g \vec{E}$ [39]. Ce qui nous a permis de déduire l'équation de Schrödinger non linéaire dans le cas d'une fibre chiroptique, qui découle alors d'un premier ordre d'approximation et donne l'évolution de l'enveloppe du paquet d'ondes.

Cela pourra nous mener à trouver une meilleure compréhension fondamentale de l'interaction entre l'onde électromagnétique et les milieux chiraux pour concevoir des applications potentielles dans les domaines de l'optique et des micro-ondes, comme notre cas d'étude de la fibre chiroptique.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'analyse et la modélisation d'une impulsion lumineuse se propageant dans une fibre chiroptique, selon notre nouvelle formulation des équations constitutives [41]. Par conséquent nous avons adopté, comme méthode de résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire, celle de Fourier Split-Step, qui est l'une des méthodes pseudo-spectrales les plus utilisées pour étudier la propagation d'impulsions dans les milieux dispersifs et non linéaires [49-54].

III.2. Modélisation de la propagation d'une impulsion lumineuse dans une fibre chiroptique

Une fibre chiroptique, est une fibre optique à cœur chiral entourée d'une gaine optique (figure. III.1). Le cœur chiral possède un indice de réfraction légèrement plus élevé que celui de la gaine. Cette différence d'indice va causer la réflexion totale de la lumière à l'intérieur du cœur chiral, ce qui permettra la propagation de la lumière avec deux modes propagatifs; une onde polarisée circulaire droite (RCP) et une onde polarisée circulaire gauche (LCP) possédant deux vecteurs d'ondes différents [10] [14] ; (cf. chapitre I).

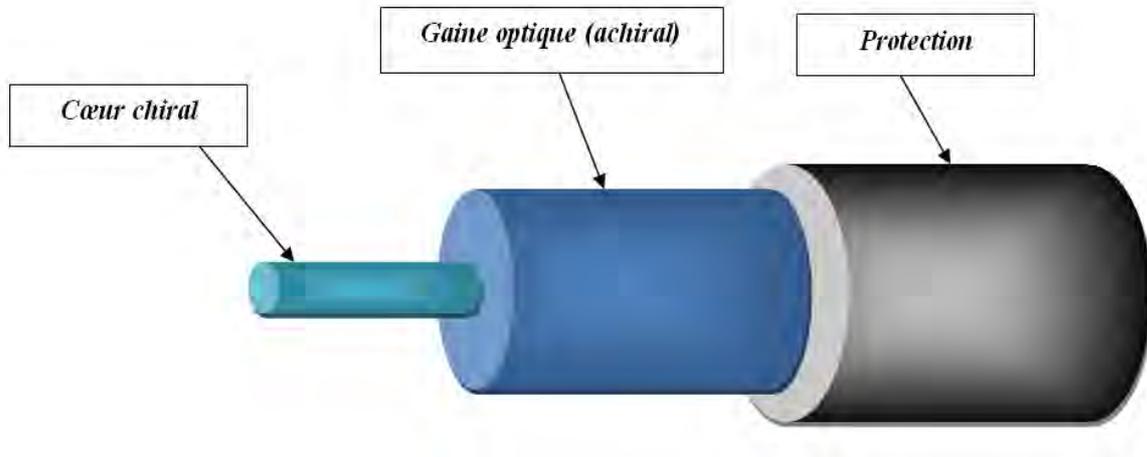


Figure. III.1. Schéma d'une fibre chiroptique.

D'après notre formalisme présenté dans le chapitre II, les équations constitutives sont données par :

$$\vec{D} = \varepsilon_g \vec{E} + \xi_{EH} \vec{H} \quad (\text{III.1})$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} + \xi_{HE}^g \vec{E} \quad (\text{III.2})$$

Donc, pour un milieu chiral non linéaire avec l'effet Kerr, nous supposons que la réponse non-linéaire instantanée tend à négliger la contribution des vibrations moléculaires à effet Raman, les équations de Maxwell seront dans ce cas données par :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \zeta_{EH}^* \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \frac{\partial \zeta_{HE}^{Kerr} |\vec{E}|^2 \vec{E}}{\partial t} \quad (III.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon_{Kerr} |E|^2 \vec{E}}{\partial t} + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \zeta_{EH} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad (III.4)$$

σ : Le coefficient d'absorption [49-54].

Après un développement algébrique nous obtenons l'équation différentielle suivante:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}^2 \cdot \vec{E} - (\mu \varepsilon - \mu_0 \varepsilon_0 |\zeta_{EH}^2|) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} (\zeta_{EH}^* - \zeta_{EH}) \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{E}}{\partial t} = \\ (\mu \varepsilon_{Kerr} - \mu_0 \varepsilon_0 \zeta_{EH} \zeta_{HE}^{Kerr}) |\vec{E}|^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \zeta_{HE}^{Kerr} |\vec{E}|^2 \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{E}}{\partial t} + \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (III.5)$$

Avec:

$$|\zeta_{EH}^2| = \delta^2 + \kappa^2$$

D'après ce dernier résultat, dans le milieu chiral, il existe deux modes de propagation : une onde polarisée circulaire droite (RCP) et une onde polarisée circulaire gauche (LCP) se propageant respectivement avec les nombres d'onde k_+ et k_- définis par :

$$k_+ = \kappa \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} + \sqrt{\mu \varepsilon - \delta^2 \mu_0 \varepsilon_0} \quad (III.6)$$

$$k_- = -\kappa \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} + \sqrt{\mu \varepsilon - \delta^2 \mu_0 \varepsilon_0} \quad (III.7)$$

Ce qui est en concordance avec la littérature [10].

Dans notre étude, on s'intéresse au cas d'un milieu chiral non linéaire réciproque, on trouve l'équation sous la forme :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}^2 \cdot \vec{E} - (\mu \varepsilon - \mu_0 \varepsilon_0 \kappa^2) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - 2j\kappa \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{E}}{\partial t} = (\mu \varepsilon_{Kerr} - \mu_0 \varepsilon_0 \kappa \zeta_{HE}^{Kerr}) |\vec{E}|^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ + j\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \kappa \zeta_{HE}^{Kerr} |\vec{E}|^2 \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{E}}{\partial t} + \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (III.8)$$

Donc :

$$\delta = 0 \text{ et } \zeta_{EH} = -j\kappa \text{ et } \zeta_{HE}^{Kerr} = j\kappa^{Kerr}$$

Pour un cas non réciproque (cf. annexe B).

On suppose maintenant que le champ optique maintient sa polarisation tout le long de la fibre chiroptique. Ceci permet la génération d'un champ électrique unidirectionnel [49,50], que l'on suppose dans la direction (z) :

$$\vec{E}_{\pm} = (\vec{e}_x \pm j\vec{e}_y) \Psi_{\pm}(\vec{r}, t) e^{-j(k_{\pm}z - \omega t)} \quad (\text{III.9})$$

$$\vec{E}_{\pm} = \vec{\Psi}_{\pm} e^{-j(k_{\pm}z - \omega t)} \quad (\text{III.10})$$

$$k_{\pm} = \omega_0 \sqrt{\mu\epsilon} \pm \omega_0 \kappa \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = (k \pm \mathcal{G}) \quad (\text{III.11})$$

On suppose également que le champ varie lentement suivant z, ce qui permet de poser, les conditions citées par l'auteur [49,50] :

$$\left| \frac{\partial^2 \vec{\Psi}_{\pm}}{\partial z^2} \right| \ll \left| j2k_{\pm} \frac{\partial \vec{\Psi}_{\pm}}{\partial z} \right|, \left| \frac{\partial \vec{\Psi}_{\pm}}{\partial t} \right| \ll |j\omega_0 \vec{\Psi}_{\pm}|, \quad (\text{III.12})$$

$$\left| \frac{\partial^2 |\vec{\Psi}_{\pm}|^2 \vec{\Psi}_{\pm}}{\partial t} \right| \ll \left| j\omega_0 \frac{\partial |\vec{\Psi}_{\pm}|^2 \vec{\Psi}_{\pm}}{\partial t} \right| \ll \left| j\omega_0 |\vec{\Psi}_{\pm}|^2 \vec{\Psi}_{\pm} \right|$$

Avec:

$$\frac{A_{\pm}(z, t)}{2k_{\pm}} \cdot \vec{e}_z = \vec{\Psi}_{\pm} \quad (\text{III.13})$$

\vec{A}_{\pm} : est l'enveloppe complexe pour les deux ondes RCP et LCP.

Ces conditions d'approximation ont été utilisées, et après des manipulations algébriques on trouve :

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} A_{\pm}(z, t) + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \left(1 \mp \frac{\mathcal{G}}{k} \right) A_{\pm}(z, t) \right) = -j \frac{(\omega_0^2 \mu \epsilon_{Kerr} + k \mathcal{G}^{Kerr})}{(2k_{\pm})^3} |A_{\pm}(z, t)|^2 A_{\pm}(z, t) - \frac{\mu \sigma \omega_0}{2k_{\pm}} A_{\pm}(z, t) \quad (\text{III.14})$$

Avec:

$$\frac{k}{\omega_0} = \frac{1}{v} \text{ et } \mathcal{G}^{Kerr} = \omega_0 \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \kappa^{Kerr}$$

La dispersion du signal due à la présence de plusieurs modes. En fait, même pour une fibre chiroptique monomode, la dispersion est présente car [7]:

- Le vecteur d'onde ne dépend pas linéairement de la fréquence pour un mode donné.
- L'indice du milieu dépend de la fréquence, et c'est la dispersion intrinsèque.

De plus, on fait l'hypothèse que le champ optique est quasi-monochromatique, la relation de dispersion $k = k(\omega)$ peut être transformée dans le domaine des variations spatiales par $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, ce qui s'avère moindré par rapport à la pulsation ω_0 autour de laquelle elle est centrée, et à travers $\Delta k = k - k_0$, représentant le nombre d'onde correspondant [49,50].

En utilisation la transformée de Fourier de $\Delta k = \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t}$ et $\Delta\omega$ d'approximation $1/v \cong \Delta k / \Delta\omega$, et selon un développement en série de Taylor, ce qui donne [49,50]:

$$\Delta k = \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial k}{\partial \omega_0} \frac{\partial}{\partial t} + j \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \frac{\partial^3 k}{\partial \omega_0^3} \frac{\partial^3}{\partial t^3} \quad (\text{III.15})$$

Ceci nous mène à l'équation de Schrödinger non linéaire sur l'amplitude du champ le long de la fibre chiroptique :

$$\left(\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} A_{\pm}(z,t) + \frac{1}{v_g} \left(1 \mp \frac{\mathcal{G}}{k} \right) \frac{\partial}{\partial t} A_{\pm}(z,t) + j \frac{1}{2} k'' \left(1 \mp \frac{\mathcal{G}}{k} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} A_{\pm}(z,t) \\ & - \frac{1}{6} k''' \left(1 \mp \frac{\mathcal{G}}{k} \right) \frac{\partial^3}{\partial t^3} A_{\pm}(z,t) \end{aligned} \right) \quad (\text{III.16})$$

$$= -j \frac{(\omega_0^2 \mu \epsilon_{Kerr} + k \mathcal{G}^{Kerr})}{(2k_{\pm})^3} |A_{\pm}(z,t)|^2 A_{\pm}(z,t) - \frac{\mu \sigma \omega_0}{2k_{\pm}} A_{\pm}(z,t)$$

Avec : $k' = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g}$ et $k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega_0^2}$ et $k''' = \frac{\partial^3 k}{\partial \omega_0^3}$

$k' = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g}$: indique les impulsions, qui se déplacent à la vitesse de groupe, v_g (GVD),

tandis que cette dernière est représentée par $k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega_0^2}$ et est nulle dans la région $\lambda = 1.3 \mu m$

(cf. annexe B) [49,50]. $k''' = \frac{\partial^3 k}{\partial \omega_0^3}$: ce qui représente la pente de la dispersion de la vitesse de

groupe, appelée aussi dispersion cubique et correspond à une dispersion d'ordre supérieur ; important dans des impulsions ultracourtes [49,50].

On définit les paramètres suivants:

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} \left(1 \mp \frac{\mathcal{G}}{k} \right) \text{ et } \beta_2 = k'' \left(1 \mp \frac{\mathcal{G}}{k} \right), \beta_3 = k''' \left(1 \mp \frac{\mathcal{G}}{k} \right) \text{ et } \alpha = \frac{\omega_0 \mu \sigma}{k_{\pm}}$$

Le coefficient non-linéaire de la fibre chiroptique est :

$$\gamma = \frac{(\omega_0^2 \mu \epsilon_{Kerr} + k \mathcal{G}^{Kerr})}{(2k_{\pm})^3} \text{ Avec : } \gamma \in]0,1]$$

Dans la fibre chiroptique, on peut reconnaître les effets des pertes dues au coefficient α , la dispersion chromatique associée aux coefficients β_1 et β_2 et β_3 , la non linéarité de la fibre liée au coefficient γ .

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} A_{\pm}(z,t) + \beta_1 \frac{\partial}{\partial t} A_{\pm}(z,t) + j \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} A_{\pm}(z,t) - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3}{\partial t^3} A_{\pm}(z,t) = \\ - j \gamma |A_{\pm}(z,t)|^2 A_{\pm}(z,t) - \frac{\alpha}{2} A_{\pm}(z,t) \end{aligned} \tag{III.17}$$

Cette équation décrit donc la propagation d'une impulsion lumineuse courte dans une fibre chiroptique monomode (figure. III.2).

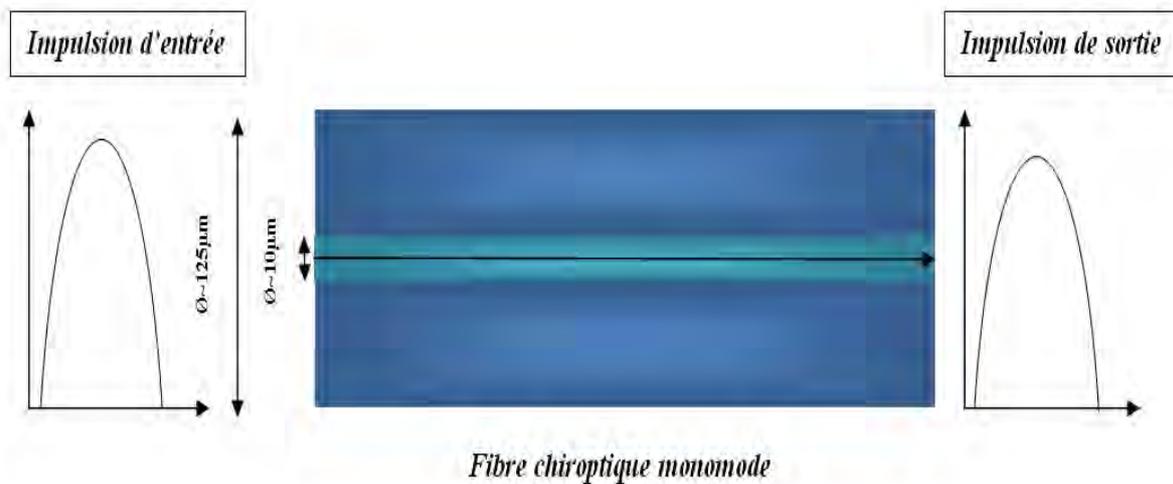


Figure. III.2. Une fibre chiroptique monomode.

On remarque qu'en définissant la variable $\tilde{t} = t - \beta_1 z$, on obtient l'équation de Schrödinger non linéaire suivante :

$$j \frac{\partial A_{\pm}(z, \tilde{t})}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial \tilde{t}^2} A_{\pm}(z, \tilde{t}) - j \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3}{\partial \tilde{t}^3} A_{\pm}(z, \tilde{t}) = \gamma |A_{\pm}|^2 A_{\pm}(z, \tilde{t}) - j \frac{\alpha}{2} A_{\pm}(z, \tilde{t}) \quad (\text{III.18})$$

D'après la formulation de cette équation, deux effets sont apparents : la dispersion et la non linéarité. On peut introduire deux longueurs [40] qui permettent de les quantifier.

On procède au changement d'inconnues $U_{\pm}(z, \tilde{t}) \rightarrow \frac{A_{\pm}(z, \tilde{t})}{\sqrt{P_0}}$, où P_0 est la puissance de crête

de l'impulsion lumineuse, et $\tau = \frac{\tilde{t}}{T_0}$, où T_0 est la largeur temporelle de l'impulsion.

$$\frac{\partial U_{\pm}(z, \tau)}{\partial z} = -\frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} U_{\pm}(z, \tau) + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3}{\partial \tau^3} U_{\pm}(z, \tau) - \frac{\alpha}{2} U_{\pm}(z, \tau) - j \gamma |U_{\pm}|^2 U_{\pm}(z, \tau) \quad (\text{III.19})$$

Il est donc pratique d'introduire deux longueurs caractéristiques : la longueur de dispersion $L_{disp\pm}$ et la longueur non-linéaire $L_{NL\pm}$. Suivant les valeurs relatives de $L_{disp\pm}$, $L_{NL\pm}$ et de la longueur de la fibre chiroptique L , les impulsions peuvent évoluer très différemment [40] [49-54]. Elles sont définies par :

$$L_{disp\pm} = \frac{2T_0^2}{|\beta_2|} \text{ et } L_{disp\pm} = \frac{6T_0^3}{|\beta_3|} \text{ et } L_{NL\pm} = \frac{1}{\gamma P_0}$$

On définit habituellement l'ordre N d'un soliton à partir de ces longueurs caractéristiques [40] [48-53], comme suit :

$$N^2 = \frac{L_{disp\pm}}{L_{NL\pm}}$$

Donc, on peut discuter les régimes possible de propagation selon les valeurs de la longueur de la fibre chiroptique L et de $L_{disp\pm}$, $L_{NL\pm}$:

- 1- $L \ll L_{disp\pm}$ et $L \ll L_{NL\pm}$, les effets dispersifs et non linéaires ne jouent aucun rôle significatif.
- 2- $L \approx L_{disp\pm}$ et $L \ll L_{NL\pm}$, les effets de la dispersion sont prépondérants et on peut négliger les effets non linéaires.

- 3- $L \ll L_{disp\pm}$ et $L \approx L_{NL\pm}$, les effets dispersifs deviennent négligeables comparativement à celles de la non linéarité.
- 4- $L \approx L_{disp\pm}$ et $L \approx L_{NL\pm}$, les effets dispersifs et non linéaires sont comparables deviennent négligeables comparativement à celles de la non linéarité.

Finalement, on obtient l'équation suivante, qui fait intervenir la longueur caractéristique de la dispersion $L_{disp\pm}$ et la longueur caractéristique de la non linéarité $L_{NL\pm}$.

$$\frac{\partial U_{\pm}(z, \tau)}{\partial z} = -\frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} U_{\pm}(z, \tau) + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3}{\partial \tau^3} U_{\pm}(z, \tau) - \frac{\alpha}{2} U_{\pm}(z, \tau) - j \gamma_{\pm} |U_{\pm}|^2 U_{\pm}(z, \tau) \quad (\text{III.20})$$

$$j \frac{\partial U_{\pm}(z, \tau)}{\partial z} = \frac{sg(\beta_2)}{L_{disp\pm}} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} U_{\pm}(z, \tau) + j \frac{sg(\beta_3)}{L_{disp\pm}} \frac{\partial^3}{\partial \tau^3} U_{\pm}(z, \tau) + \frac{1}{L_{NL\pm}} |U_{\pm}|^2 U_{\pm}(z, \tau) - j \frac{\alpha}{2} U_{\pm}(z, \tau) \quad (\text{III.21})$$

Où $sg(\beta_2, \beta_3) = \pm 1$ est le signe des coefficients β_2, β_3 .

C'est l'équation généralisée, qui décrit la propagation d'impulsion ultracourte de l'ordre de la femtoseconde. Si l'impulsion est de l'ordre de la picoseconde alors la propagation sera décrite par l'équation de Schrödinger non linéaire simplifiée.

Une forme simplifiée de l'équation est obtenue en considérant que la fibre est exploitée à la troisième fenêtre optique, $\lambda = 1.55 \mu m$ où $\beta_3 = 0$ est nulle (cf. annexe A) :

$$j \frac{\partial U_{\pm}(z, \tau)}{\partial z} = \frac{sg(\beta_2)}{L_{disp\pm}} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} U_{\pm}(z, \tau) + \frac{1}{L_{NL\pm}} |U_{\pm}|^2 U_{\pm}(z, \tau) - j \frac{\alpha}{2} U_{\pm}(z, \tau) \quad (\text{III.22})$$

On a ainsi modélisé la propagation d'une impulsion lumineuse dans une fibre chiroptique.

III.3. La méthode Split Step Fourier

La méthode Split Step Fourier (MSSF) est une méthode numérique pseudo-spectrale utilisée pour résoudre des équations aux dérivées partielles non linéaires, telle que l'équation de Schrödinger [51-54]. Elle repose sur le calcul de la solution par petites étapes, en traitant les parties linéaire et non linéaire, de l'équation de Schrödinger, séparément [51-54]. Par la suite, il serait nécessaire d'appliquer la transformée de Fourier, car la résolution de la partie linéaire de l'équation de Schrödinger est exprimée dans le domaine fréquentiel, tandis que celle non linéaire est formulée dans le domaine temporel [51-54].

La propagation du signal à travers la fibre chiroptique est décrite par l'équation :

$$\frac{\partial A_{\pm}(z, \tau)}{\partial z} = \left(\hat{L} + \hat{N} \right) A_{\pm}(z, \tau) \quad (\text{III.23})$$

Où \hat{L} ; représente l'opérateur linéaire de dispersion et \hat{N} l'opérateur non linéaire. Ces deux sont respectivement définis par:

$$\hat{L} = -\frac{j}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3}{\partial \tau^3} - \frac{\alpha}{2} \quad (\text{III.24})$$

$$\hat{N} = j\gamma |A_{\pm}|^2 \quad (\text{III.25})$$

Donc la méthode Split Step Fourier fractionne l'équation de Schrödinger non linéaire en des parts linéaires et non linéaires. Les effets non linéaires et la dispersion, dans la fibre de transmission, sont conjointement traités [51-54]. Comme MSSF est une méthode d'approximation, où les deux parties peuvent être décomposées et résolues individuellement [51-54].

La Méthode Split Step Fourier est une méthode numérique très efficace et efficiente pour résoudre l'ESNL dans des conditions générales [53,54].

Dans la MSSF, la fibre chiroptique est divisée en petits pas de la même longueur h , de telle sorte que les opérateurs \hat{L} et \hat{N} commutent approximativement entre eux dans un tel segment [53,54]. Dans ces conditions, la solution de l'ESNL à l'étape $z = jh$, où j est un entier (figure.III.3), est donné par :

$$A_{\pm}(jh, \tau) \approx e^{i(Lh + \hat{N}h)} A_{\pm}((j-1)h, \tau) = e^{i\frac{Lh}{2}} \cdot e^{\hat{N}h} \cdot e^{i\frac{Lh}{2}} A_{\pm}((j-1)h, \tau) \tag{III.26}$$

Où: $A_{\pm}((j-1)h, \tau)$ est la solution pour l'étape précédente.

$$A_{\pm}(jh, \tau) = IFFT(F(e^{i\frac{Lh}{2}})) FFT(F(e^{\hat{N}h})) IFFT(F(e^{i\frac{Lh}{2}})) FFT(A_{\pm}((j-1)h, \tau)) \tag{III.27}$$

Où: l'opérateur F est la transformée de Fourier et les opérateurs FFT et IFFT sont respectivement la transformée de Fourier rapide et son inverse [53 ,54].

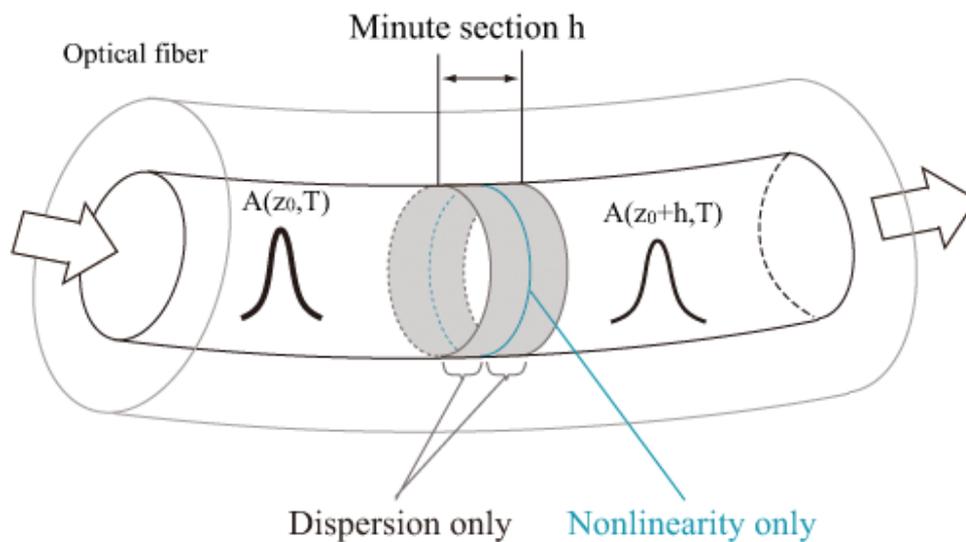
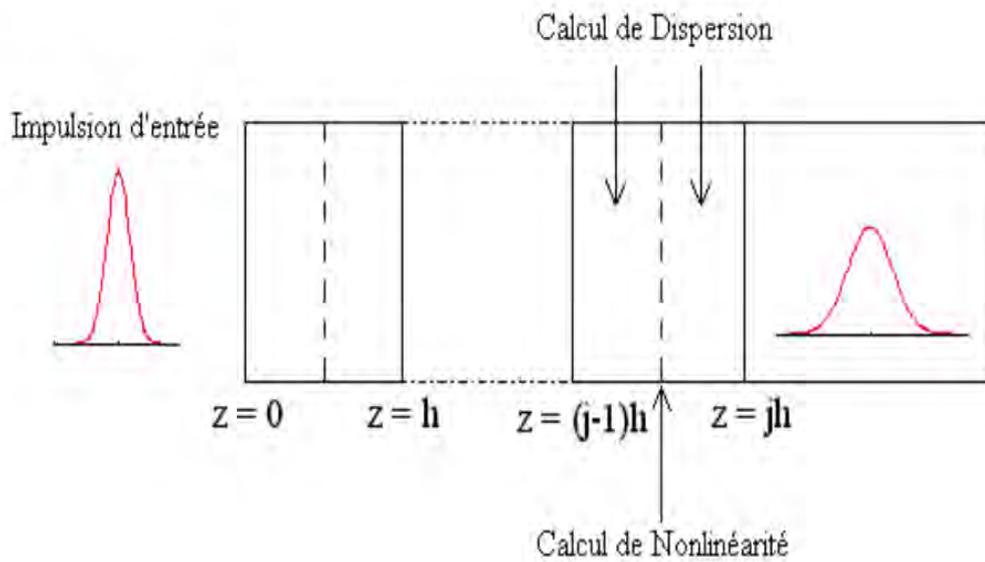


Figure.III.3.la méthode Split Step Fourier [51].

III.4. Résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire par la méthode Split Step Fourier

Nous avons étudié la propagation des impulsions dans les fibres monomodes chiroptiques selon le régime dispersif et non-linéaire. La fibre a été examinée à la troisième fenêtre optique $\lambda = 1.55\mu\text{m}$, où β_3 est nulle en négligeant l'absorption par la fibre, donc $\alpha = 0$. L'impulsion d'entrée est une équation gaussienne:

$$A_{\pm}(0,t) = \sqrt{P_0} e^{-\frac{t^2}{2T_0^2}} \quad (\text{III.28})$$

Avec la largeur temporelle de l'impulsion: $T_0 = 120\text{ps}$ (figure.III.4).

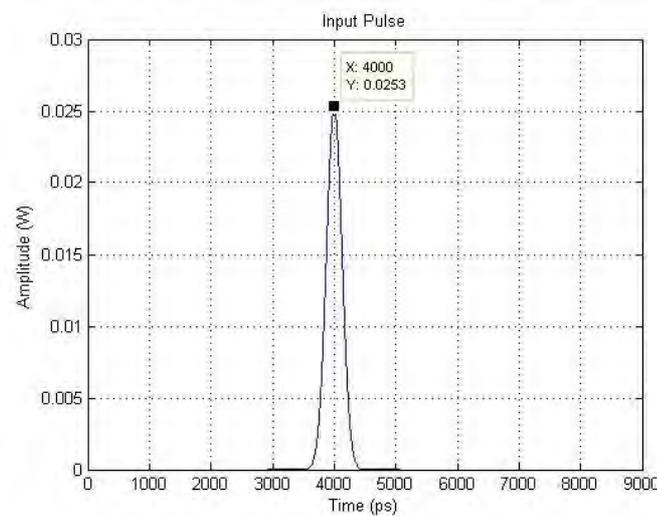
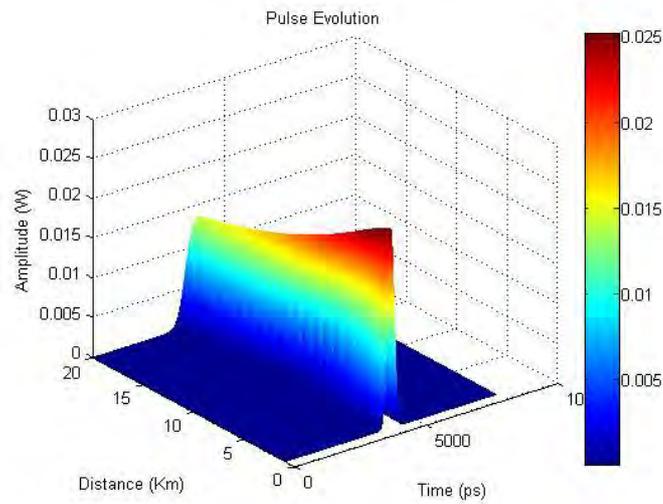


Figure. III.4. Impulsion d'entrée

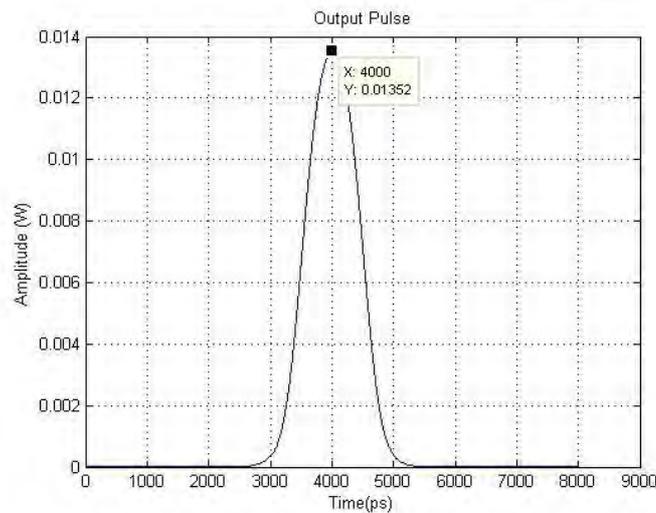
III.4.1. Effet du paramètre de chiralité sur la puissance reçue

Pour étudier cet effet nous avons pris en considération les différentes valeurs de κ paramètre de chiralité, et le paramètre non linéaire de chiralité $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-18}$. Les figures ci-

dessous représentent l'influence des paramètres de chiralité sur la puissance reçue et l'évolution de l'impulsion dans la fibre chiroptique :



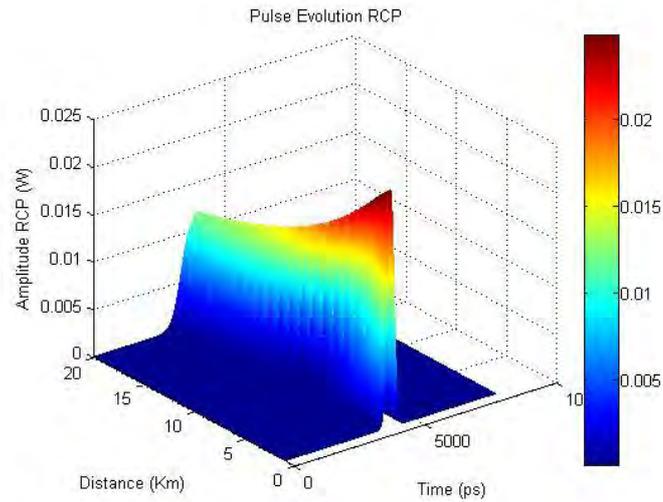
(a)



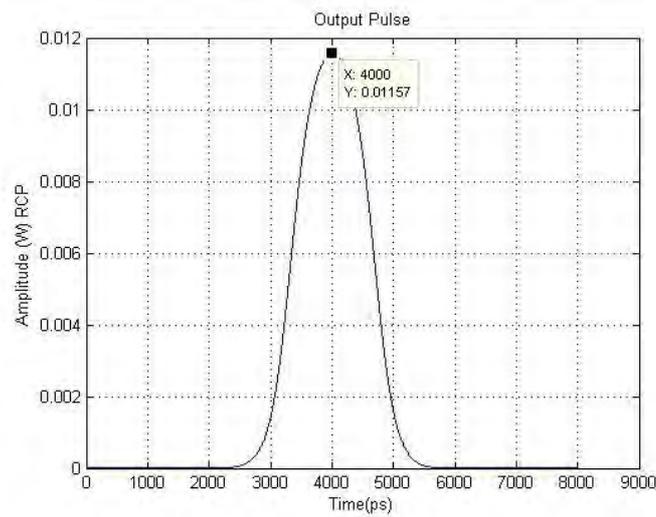
(b)

Figure. III.5. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion dans la fibre optique d'une longueur de 20 km : $\kappa^{Kerr} = 0$ et $\kappa = 0$ (b).

Résultat numérique de l'impulsion de sortie après 20 km de propagation dans la fibre optique.



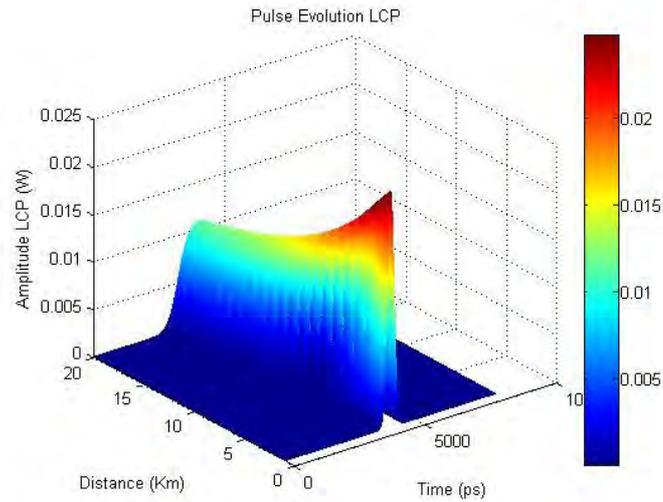
(a)



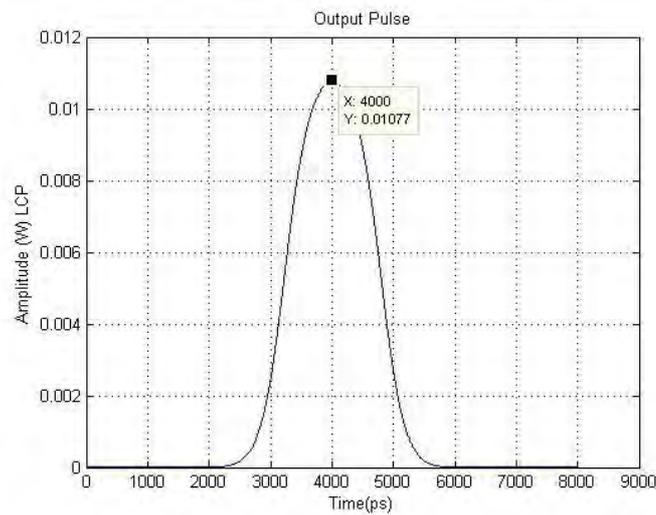
(b)

Figure. III.6. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion RCP dans la fibre chiroptique d'une longueur de 20 km : $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-18}$ et $\kappa = 0.3$ (b).

Résultat numérique de l'impulsion RCP à la sortie après 20 km de propagation dans la fibre chiroptique.



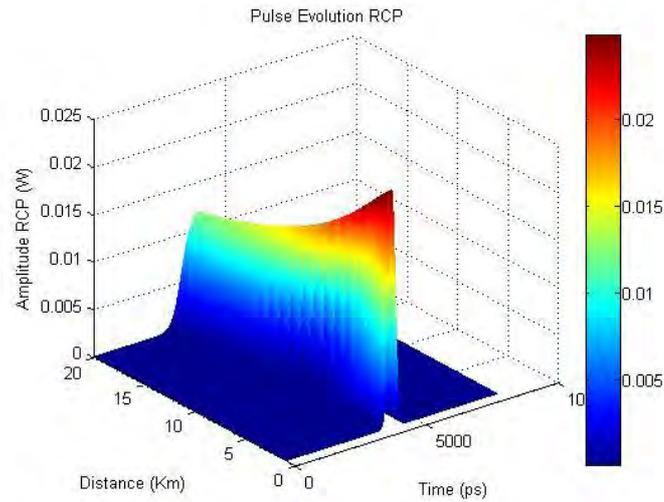
(a)



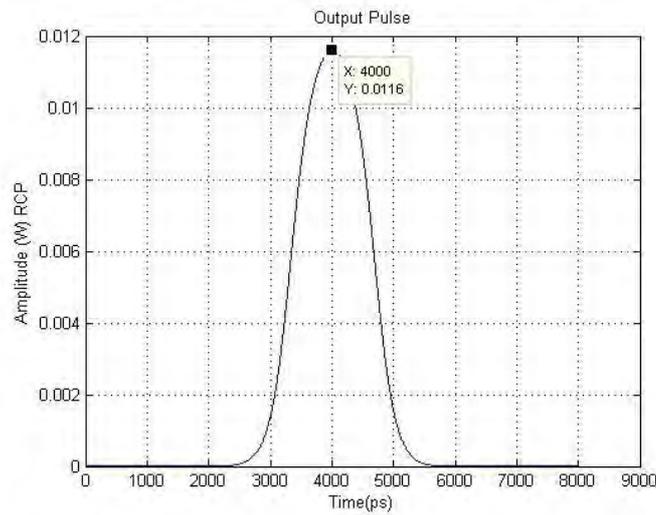
(b)

Figure. III.7. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion LCP dans la fibre chiroptique d'une longueur de 20 km : $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-18}$ et $\kappa = 0.3$ (b).

Résultat numérique de l'impulsion LCP à la sortie après 20 km de propagation dans la fibre chiroptique.



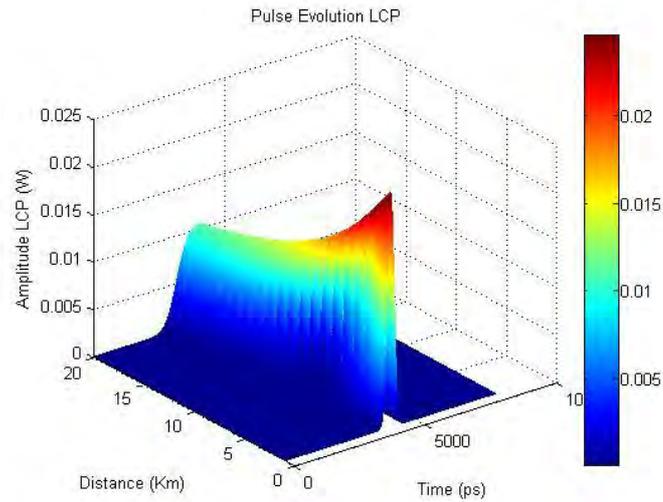
(a)



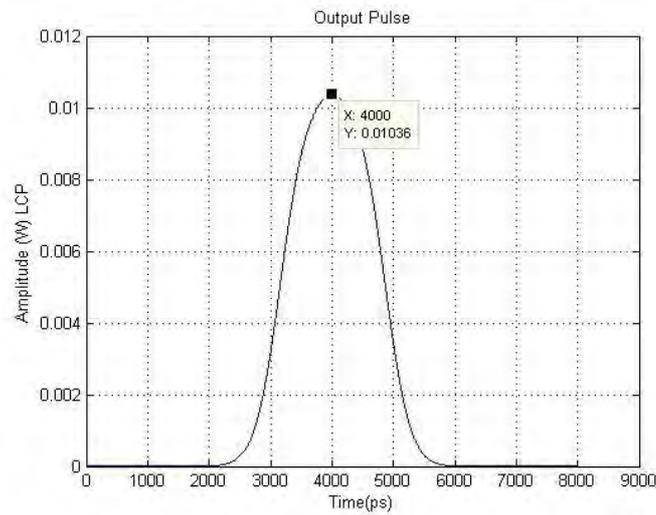
(b)

Figure. III.8. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion RCP dans la fibre chiroptique d'une longueur de 20 km : $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-18}$ et $\kappa = 0.5$ (b).

Résultat numérique de l'impulsion RCP à la sortie après 20 km de propagation dans la fibre chiroptique.



(a)



(b)

Figure. III.9. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion LCP dans la fibre chiroptique d'une longueur de 20 km : $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-18}$ et $\kappa = 0.5$ (b).
Résultat numérique de l'impulsion LCP à la sortie après 20 km de propagation dans la fibre chiroptique.

Les commentaires :

La figure. III.5. illustre la variation de la puissance reçue de l'impulsion après 20 km de propagation dans la fibre optique (achiral), où la valeur de la puissance reçue est : 13.52mW.

La figure III.6 et La figure III.8 montrent la variation de la puissance reçue de la RCP relative au changement des paramètres de la chiralité :

- Pour le paramètre de chiralité $\kappa = 0.3$, la puissance reçue de la RCP est : 11.57 mW.
- Pour une augmentation du paramètre de chiralité $\kappa = 0.5$, la puissance reçue de la RCP est : 11.6 mW.
- Une réduction de la puissance reçue de la RCP est observée en tant que paramètre de chiralité $\kappa = 0.3$.

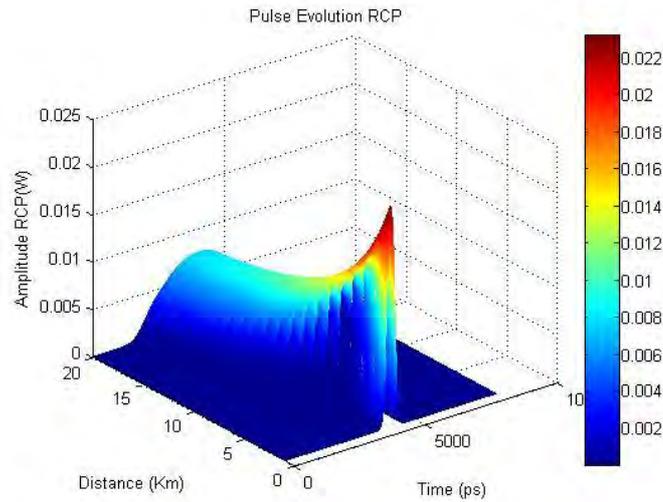
Pareillement pour la figure III.7 et La figure III.9, qui illustrent la variation de la puissance reçue de la LCP.

- Pour $\kappa = 0.3$, la puissance reçue de la LCP est de : 10.77 mW.
- Pour le paramètre de chiralité, la puissance reçue de la LCP est : 10.36 mW.
- Une réduction de la puissance reçue de la LCP est observée lorsque l'augmentation du paramètre de chiralité est de valeur : $\kappa = 0.5$.

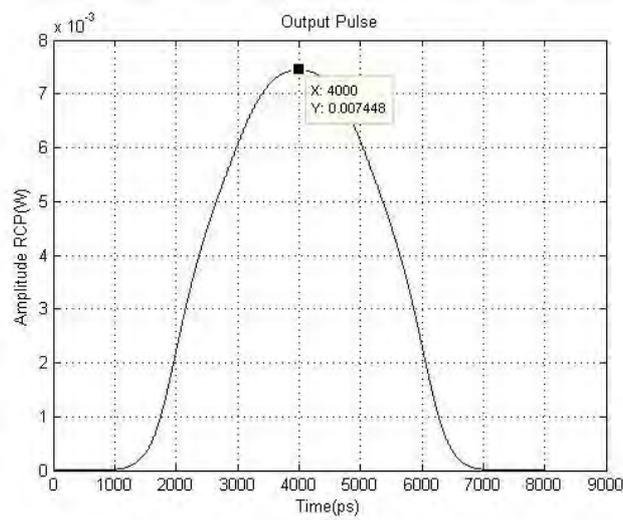
Par conséquent, l'augmentation du paramètre de chiralité implique une augmentation de la puissance reçue de la RCP (l'onde accélérée), comparativement à la LCP (l'onde ralentie).

III.4.2. Effet du paramètre non linéaire de chiralité sur la puissance reçue

Pour étudier cet effet nous avons également pris en considération différentes valeurs de κ^{Kerr} paramètre non linéaire de chiralité, et le paramètre de chiralité $\kappa = 0.1$. Les figures ci-dessous représentent l'influence des paramètres non linéaire de chiralité sur la puissance reçue et l'évolution de l'impulsion dans la fibre chiroptique :

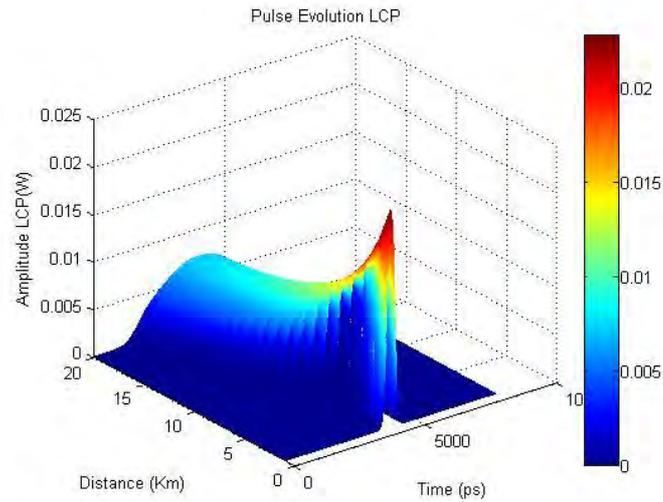


(a)

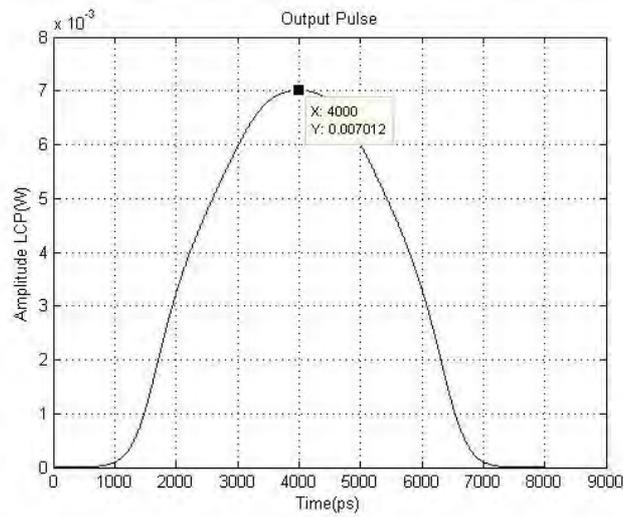


(b)

Figure. III.10. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion RCP dans la fibre chiroptique d'une longueur de 20 km : $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-17}$ et $\kappa = 0.1$ (b). Résultat numérique de l'impulsion RCP à la sortie après 20 km de propagation dans la fibre chiroptique.



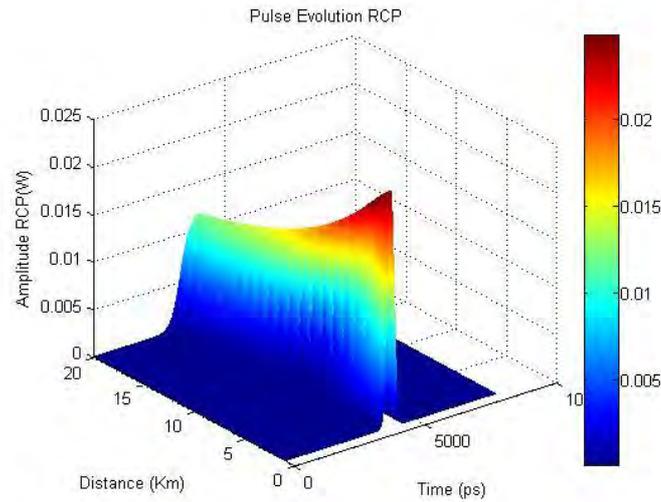
(a)



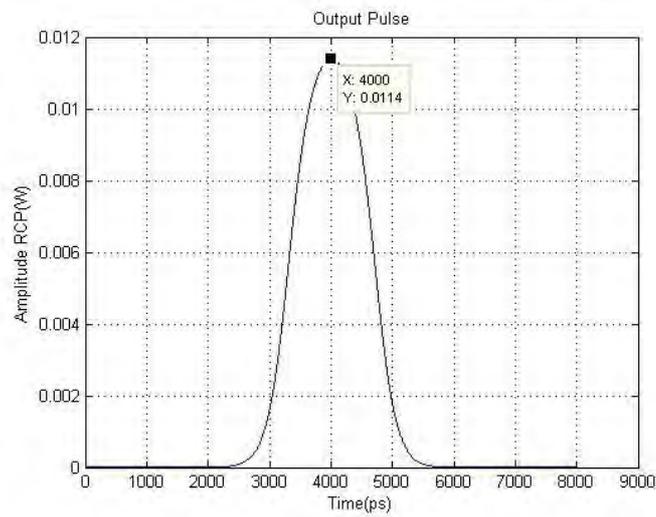
(b)

Figure. III.11. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion LCP dans la fibre chiroptique d'une longueur de 20 km : $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-17}$ et $\kappa = 0.1$ (b).

Résultat numérique de l'impulsion LCP à la sortie après 20 km de propagation dans la fibre chiroptique.

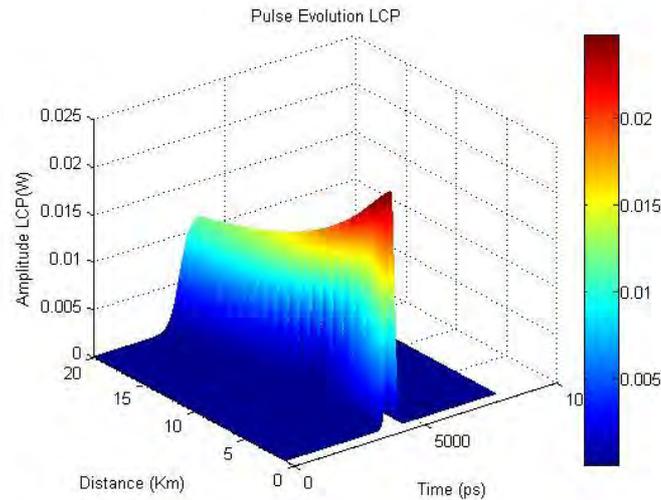


(a)

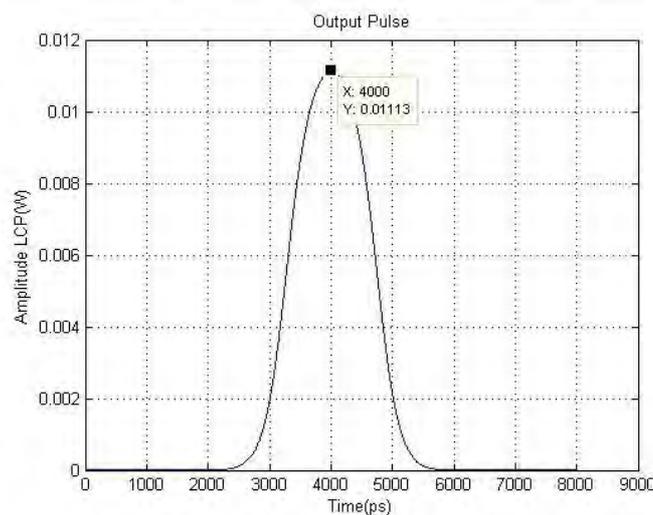


(b)

Figure. III.12. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion RCP dans la fibre chiroptique d'une longueur de 20 km : $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-18}$ et $\kappa = 0.1$ (b). Résultat numérique de l'impulsion RCP à la sortie après 20 km de propagation dans la fibre chiroptique.



(a)



(b)

Figure. III.13. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion LCP dans la fibre chiroptique d'une longueur de 20 km : $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-18}$ et $\kappa = 0.1$ (b). Résultat numérique de l'impulsion LCP à la sortie après 20 km de propagation dans la fibre chiroptique.

Les commentaires :

Les figures III.10 et III.12, illustrent aussi la variation de la puissance reçue de la RCP relative aux variations des paramètres de chiralité non linéaires :

- Pour le paramètre de chiralité non linéaire $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-18}$ la puissance reçue de la RCP est de : 11.4 mW.

- L'augmentation non linéaire du paramètre de chiralité à $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-17}$ mène à l'acquisition d'une puissance de la RCP de valeur 7.448 mW.
- Alors que La réduction de la puissance reçue de la RCP est observée en tant que paramètre de chiralité non linéaire $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-17}$.

Egalement, les figures III.11 et III.13 montrent la variation de la puissance reçue de la LCP:

- Pour $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-18}$ la puissance reçue de la LCP est : 11.13 mW.
- Pour $\kappa^{Kerr} = 3.85 \times 10^{-17}$ la puissance reçue est LCP 7.012 mW, donc une réduction de LCP puissance reçue est observée.

Par conséquent, le paramètre de chiralité non linéaire devient le facteur essentiel pour estimer la dispersion des fibres chiroptiques et l'effet de la non-linéarité.

III.5. Conclusion

Dans ce chapitre, la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire selon notre formalisme publié dans [41], est une généralisation des travaux effectués par les auteurs [35-39] [49,50].

En conclusion à cette étude publiée dans [55],

- L'augmentation de l'effet de la non linéarité diminue l'amplitude et augmente la variation temporelle de la pulsation et vice versa.
- L'augmentation de l'effet de la chiralité diminue l'amplitude et augmente la variation temporelle de la pulsation et vice versa.
- Mais l'influence de la non linéarité est plus rapide que celle de la chiralité.

Lorsque le paramètre de chiralité κ et celui de la non linéarité κ^{Kerr} sont minimaux l'atténuation de la puissance devient minimale

Cependant, il sera plus intéressant, lors des applications (ex post constraint) de prendre en considération les valeurs minimales du paramètre de chiralité κ et celle de la non linéarité κ^{Kerr} afin que l'atténuation de la puissance soit minimale.

- La solution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire, selon la méthode Split-Step de Fourier sous l'environnement Matlab a été exprimée.
- Les différents facteurs de chiralité permettant l'optimisation de la propagation dans la fibre chiroptique ont été présentés.

Chapitre IV

Caractérisation des structures chiroptiques par ellipsométrie

Résumé

Dans ce chapitre, notre travail pratique, effectuée au sein du laboratoire de Recherche à l'Institut Lumière et Matière, Université Lyon1, porte sur la caractérisation des structures chiroptiques par la spectroscopie ellipsométrique afin de pouvoir mesurer le terme de couplage des modes TE et TM par réflexion sur une surface chirale. On propose un nouveau montage basé sur le calcul selon le formalisme Stokes-Mueller, Où nous avons montré comment déterminer les éléments de chiralité relatifs aux différentes configurations possibles de ce montage.

IV.1. Introduction

En raison des récents progrès de la technologie informatique, la technique d'ellipsométrie spectroscopique s'est développée rapidement [59]. En conséquence, la zone d'application de l'ellipsométrie a également augmenté de façon drastique [59]. L'ellipsométrie est une technique optique d'analyse, basée sur le changement de l'état de polarisation de la lumière à la réflexion sur une surface plane, aujourd'hui couramment utilisée pour sonder les composants et en extraire les paramètres opto-géométriques comme l'indice ou l'épaisseur, le coefficient d'extinction, ou encore la formule des composants multicouches [59].

Dans ce cadre notre objective est de valider un montage ellipsométrique qui nous permettra de mesurer le terme de couplage des modes TE et TM par réflexion sur une surface chirale.

IV.2. Principe de la mesure

La détermination du changement de l'état de polarisation de la lumière permet de remonter à la fonction diélectrique complexe du matériau à partir de deux paramètres expérimentaux l'azimut ψ et le déphasage Δ (Figure IV.1), définis par le rapport des coefficients de réflexion de Fresnel pour les polarisations respectivement parallèle (p) et perpendiculaire (s) au plan d incidence :

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \frac{|r_p|}{|r_s|} e^{i(\phi_p - \phi_s)} = \tan(\psi) \cdot e^{i\Delta} \quad (\text{IV.1})$$

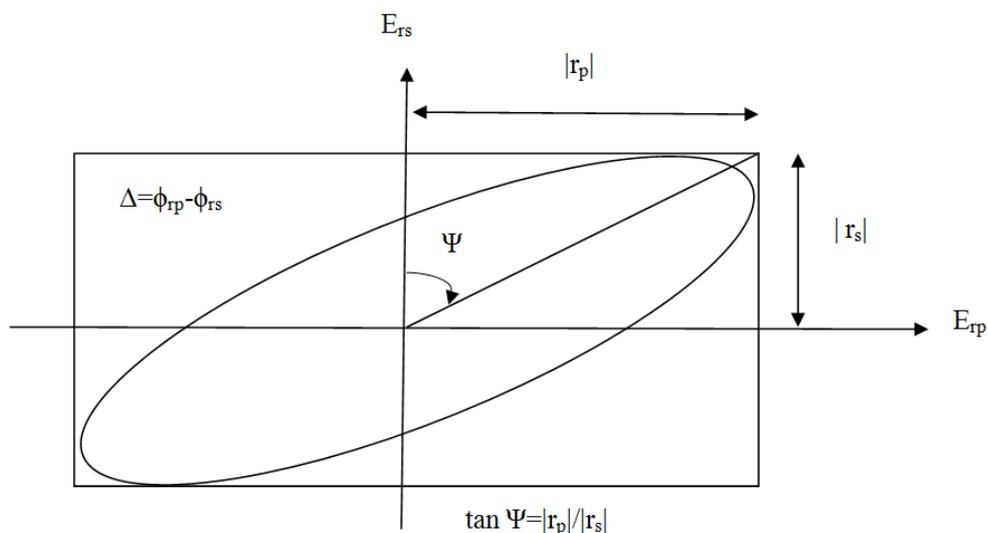


Figure IV.1 Ellipse de polarisation de la lumière

IV.2.1. Définition de la polarisation

On dit que les ondes lumineuses sont des ondes transverses, ce qui signifie que les quantités physiques \vec{E} et \vec{B} qui varient dans l'onde peuvent être représentées par des vecteurs orthogonaux à la direction de propagation. Lorsque les champs électriques des ondes lumineuses sont orientées dans des directions spécifiques, telles que la lumière, qui est appelée : lumière polarisée [59, 60]. Comme nous l'avons vu précédemment, **P** et **S**-polarisations représentent les ondes dont les orientations sont respectivement parallèles et perpendiculaire. Cette direction, par conséquent, peut être soumise au changement au cours du temps d'une part, et le long de la direction de propagation d'autre part [59, 60].

IV.2.2. La matrice de Jones

Une représentation matricielle appelée la matrice de Jones permet la description mathématique des mesures optiques. Cependant, si nous appliquons cette matrice, nous pouvons exprimer les variations de la lumière polarisée, évaluée selon un calcul matriciel, même dans le cas où le nombre des éléments optiques est élevé dans une mesure [60]. La matrice de Jones est également utilisée lorsque nous décrivons mathématiquement des mesures d'ellipsométrie. D'autre part, le vecteur Jones est utilisé lorsque nous exprimons des états linéaires ou elliptiques [60] de polarisation. Dans cette étape de notre recherche, nous allons considérer le vecteur et la matrice de Jones, afin d'établir une base de données servant pour l'évaluation des mesures d'ellipsométrie [60].

Considérons pour une onde plane monochromatique complètement polarisée, le vecteur Jones est donné par :

$$\vec{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} \exp[j(kz - \omega t + \phi_x)] \\ E_{0y} \exp[j(kz - \omega t + \phi_y)] \end{pmatrix} \quad (\text{IV.2.a})$$

Avec : E_{0x} et E_{0y} , les amplitudes du champ, ω la pulsation, k le nombre d'onde et ϕ_x, ϕ_y les phases initiales. Cependant, le déphasage $\phi = \phi_x - \phi_y$ et le rapport E_{0x}/E_{0y} sont les paramètres utiles pour décrire l'état de polarisation. La modification apportée à l'état de polarisation par un système optique est alors décrit par une matrice (2x2) :

$$\vec{E}_s = J\vec{E}_e \quad (\text{IV.2.b})$$

Où J est la matrice de Jones.

On note des cas particuliers tel que :

$\phi = 0$ ou $\phi = \pi + 2n\pi$  La polarisation est linéaire.

$\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ et $E_{0x} / E_{0y} = 1$  La polarisation est circulaire.

IV.2.3. La matrice Mueller et les paramètres de Stokes

Le formalisme de Jones est juste utile pour la lumière totalement polarisée. Dans le cas de la lumière incohérente et partiellement polarisée, on utilise les vecteurs de Stokes et les matrices de Mueller. On peut alors caractériser l'état de polarisation en ne faisant intervenir que des grandeurs mesurables directement, telles que les paramètres de Stokes. Il existe différentes approches pour décrire les paramètres de Stokes :

- Si nous utilisons l'intensité lumineuse de la lumière polarisée, les quatre paramètres qui définissent les paramètres de Stokes sont exprimés par:

➤ La définition à partir des valeurs moyennes du champ électrique réel :

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x}E_{0y} \cos(\phi) \\ 2E_{0x}E_{0y} \sin(\phi) \end{pmatrix} \tag{IV.3}$$

➤ La signification physique en termes d'intensités mesurées :

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_0 \\ I_x - I_y \\ I_{45} - I_{-45} \\ I_{D(R)} - I_{G(L)} \end{pmatrix} \tag{IV.4}$$

On définit trois bases de polarisation (Figure IV.2) sur lesquelles on va projeter l'intensité totale I_0 : la base (I_x, I_y) utilisée dans le formalisme de Jones, dont les états propres sont les polarisations linéaires suivant les axes x et y ; une seconde base (I_{45}, I_{-45}) avec deux états propres de polarisation à plus et moins 45° de l'axe x; et une troisième base (I_D, I_G) dont les états propres sont les polarisations circulaires droites et gauches [60].

Les quatre paramètres de Stokes ne sont pas indépendants, ils vérifient pour n'importe quel état de polarisation la relation suivante :

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \tag{IV.5}$$

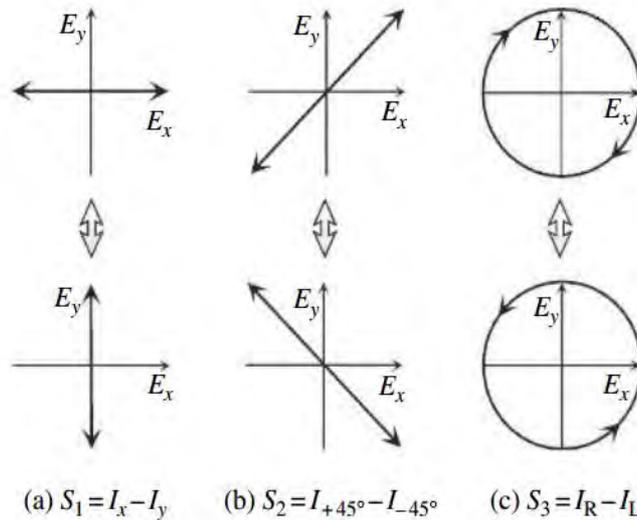


Figure IV.2 Définitions des paramètres de stokes S_{1-3} selon l'intensité lumineuse [60].

On décrit la modification apportée à l'état de polarisation par un système optique avec une relation linéaire entre les vecteurs de Stokes d'entrée et de sortie par la matrice de Mueller (4x4):

$$\vec{S}_s = M\vec{S}_e \tag{IV.6}$$

M est la matrice Mueller :

$$M = \begin{bmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{bmatrix} \quad (IV.7)$$

Les éléments m_{ij} ($i, j = 0..3$) sont réels et directement reliés à la mesure.

Le Formalisme Mueller-Stokes est une forme généralisé du formalisme Jones, il y a une relation de passage directe entre la matrice de Mueller et celle de Jones :

$$M = A(J \otimes J^*)A^{-1} \quad (IV.8)$$

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & i & -i & 0 \end{bmatrix} \quad A^{-1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -i \\ 0 & 0 & 1 & i \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (IV.9)$$

Où \otimes est le produit de Kronecker définit comme suit [60]:

$$B = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{bmatrix} \quad C = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{bmatrix} \quad (IV.10)$$

$$B \otimes C = \begin{bmatrix} b_{11}C & b_{12}C \\ b_{21}C & b_{22}C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_{11}c_{11} & b_{11}c_{12} & b_{12}c_{11} & b_{12}c_{12} \\ b_{11}c_{21} & b_{11}c_{22} & b_{12}c_{21} & b_{12}c_{22} \\ b_{21}c_{11} & b_{21}c_{12} & b_{22}c_{11} & b_{22}c_{12} \\ b_{21}c_{21} & b_{21}c_{22} & b_{22}c_{21} & b_{22}c_{22} \end{bmatrix} \quad (IV.11)$$

Tableau .IV.1 des Matrices Jones-Mueller pour les différents éléments optiques [61]:

Polariseurs	Matrice Jones	Matrice Mueller
Polariseur rectiligne parallèle à OX	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$

Polariseur rectiligne parallèle à OY	$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Polariseur rectiligne à 45°	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Polariseur rectiligne à θ	$\begin{bmatrix} \cos^2(\theta) & \sin(\theta)\cos(\theta) \\ \sin(\theta)\cos(\theta) & \sin^2(\theta) \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos(2\theta) & \sin(2\theta) & 0 \\ \cos(2\theta) & \cos^2(2\theta) & \cos(2\theta)\sin(2\theta) & 0 \\ \sin(2\theta) & \cos(2\theta)\sin(2\theta) & \sin^2(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
Polariseur circulaire droite	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
Polariseur circulaire gauche	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$

Rotateurs	Matrice Jones	Matrice Mueller
Rotateur d'angle α	$\begin{bmatrix} \cos(2\alpha) & -\sin(2\alpha) \\ \sin(2\alpha) & \cos(2\alpha) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\alpha) & -\sin(2\alpha) & 0 \\ 0 & \sin(2\alpha) & \cos(2\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$

Déphaseurs	Matrice Jones	Matrice Mueller
Lame demi-onde	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$

Lame quart-onde	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$
Lame de phase / déphasage ϕ	$\begin{bmatrix} e^{-i\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{i\phi/2} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\phi) & \sin(\phi) \\ 0 & 0 & -\sin(\phi) & \cos(\phi) \end{bmatrix}$

IV.3. Les techniques de mesures

Ils existent différents techniques de mesure de polarisation par réflexion ; basées sur le montage source, polariseur, analyseur, détecteur auxquels peuvent être rajouté des modulateurs, et compensateurs etc. [59]

IV.3.1. Méthode Zéro

La méthode zéro utilise l'extinction du signal pour effectuer une mesure angulaire [59]. Le montage optique est constitué d'une source monochromatique, d'un polariseur, d'un compensateur, d'un analyseur et un détecteur (figure.VI.3).

Les orientations des éléments optique permettent de connaître les paramètres ellipsométriques de l'échantillon [59]:

$$\tan(\psi).e^{i\Delta} = -\tan(A) \frac{\tan(C) - \tan(P - C)}{1 + j \tan(C) \tan(P - C)} \quad (\text{IV.12})$$

Où : A, C, P sont les angles du polariseur, compensateur, et analyseur. Cette méthode permet de calculer directement les angles ψ et Δ .

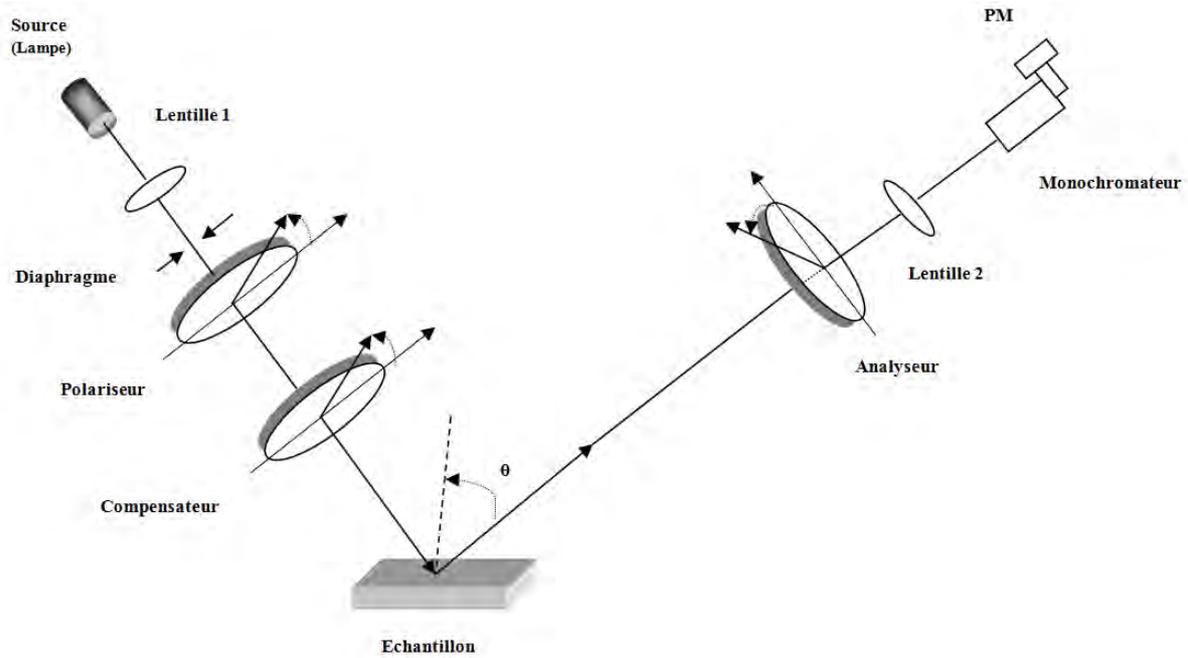


Figure IV.3 Schéma typique représentant un ellipsomètre à extinction

Avec : θ est l'angle d'incidence sur l'échantillon.

IV.3.2. Méthode de modulation par élément tournant

Dans cette méthode la modulation se fait par rotation du polariseur, de l'analyseur ou d'un compensateur, d'où on a trois configurations :

- Polariseur tournant.
- Analyseur tournant.
- Compensateur tournant.

Nous appliquons les symboles des matrices de Jones indiqués dans le tableau VI.1, le montage d'ellipsométrie avec la configuration d'analyseur tournant (figure. IV.4) est exprimée comme suit:

$$E_d = A.R(A).S.R(-P).P.L \quad (IV.13)$$

Avec : $S = \begin{bmatrix} \sin(\psi).e^{i\Delta} & 0 \\ 0 & \cos(\psi) \end{bmatrix}$ dans le cas d'un milieu achiral.

$$\begin{bmatrix} E_d \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(A) & \sin(A) \\ -\sin(A) & \cos(A) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin(\psi).e^{i\Delta} & 0 \\ 0 & \cos(\psi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(P) & -\sin(P) \\ \sin(P) & \cos(P) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (IV.15)$$

Après manipulation algébrique on trouve :

$$E_d = \cos(P)\cos(A)\sin(\psi).e^{i\Delta} + \cos(\psi)\sin(P)\sin(A) \quad (IV.16)$$

Pour $P=45^\circ$:

$$E_d = \frac{1}{\sqrt{2}} [\cos(A)\sin(\psi).e^{i\Delta} + \sin(A)\cos(\psi)] \quad (IV.17)$$

$$I = I_0 [1 - \cos(2\psi)\cos(2A) + \sin(2\psi)\cos(\Delta)\sin(2A)] \quad (IV.18)$$

$$I = I_0 [1 - S_1 \cos(2\omega t) + S_2 \sin(2\omega t)] \quad (IV.19)$$

La modulation étant réalisée par analyseur tournant ($A=\omega t$), I_0 , représente la constante proportionnelle de la lumière réfléchi dont l'intensité est proportionnelle à l'intensité de la lumière incidente, S_1 et S_2 sont évalués comme étant les coefficients de Fourier de $\cos(2A)$ et $\sin(2A)$ [59].

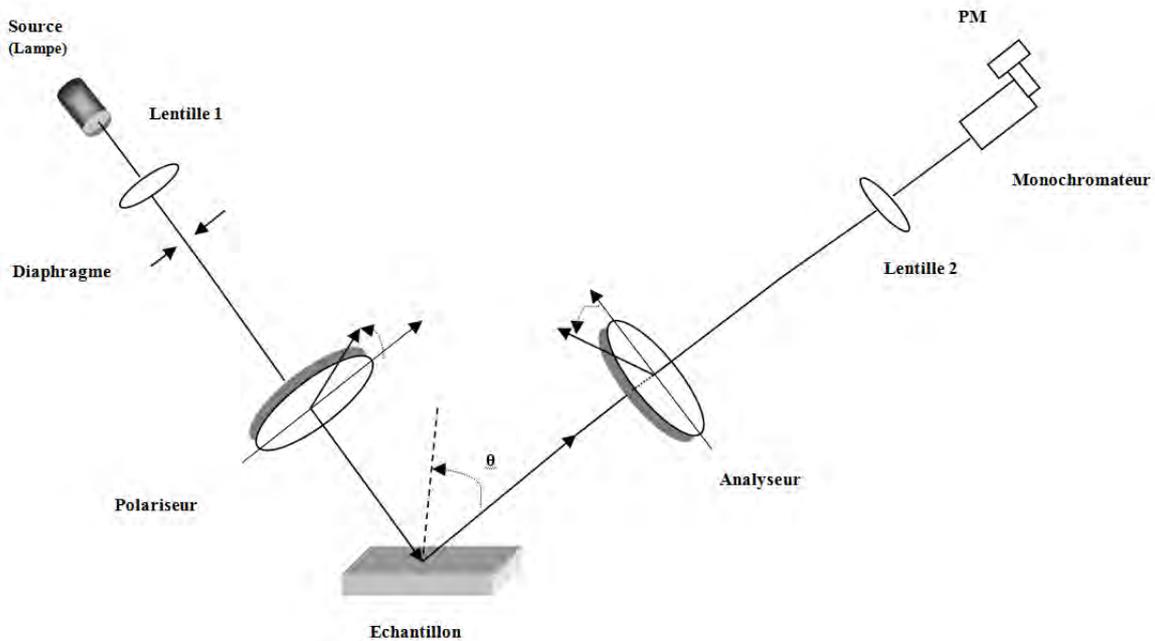


Figure IV.4 Schéma typique représentant un ellipsomètre à modulation par élément tournant

IV.3. 3. Méthode à modulation de phase

Le montage optique reprend les mêmes éléments que précédemment sauf que nous introduisons sur le faisceau, après le polariseur, un modulateur de polarisation.

Le montage utilisé est représenté dans la figure IV.5.

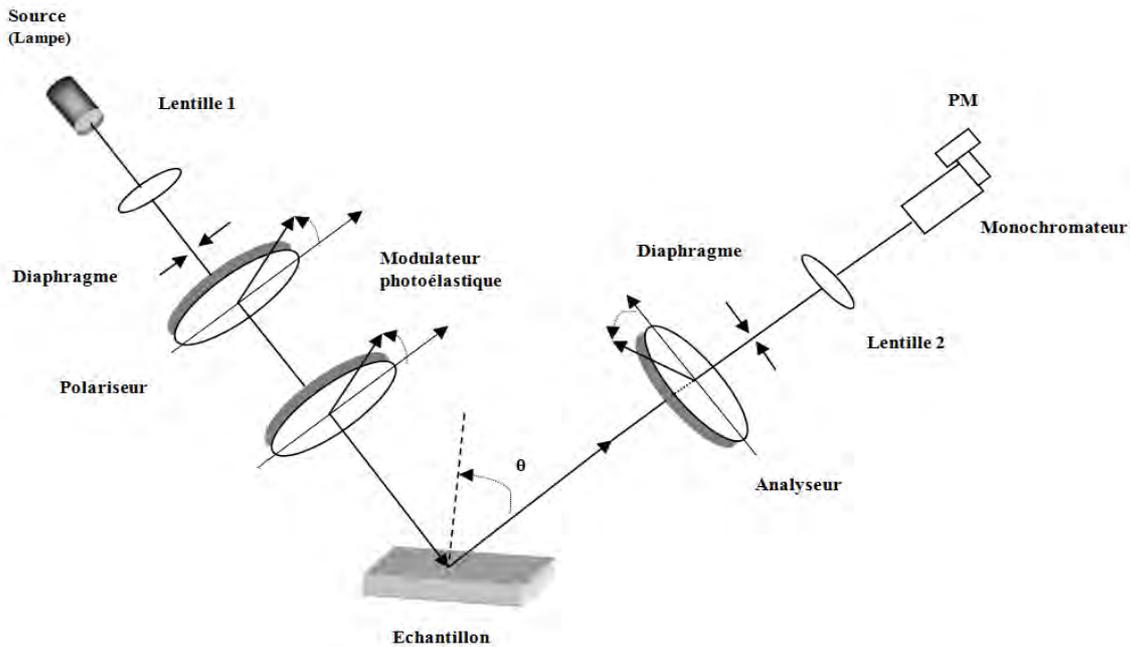


Figure IV.5 Schéma typique représentant un ellipsomètre à modulation de phase

On utilise des matrices de Jones montré dans le tableau. IV.1, ce montage est décrit par [60]:

$$L_{out} = A.R(A).R(-M).M.R(M).S.R(-P).P.L_{in} \quad (IV.20)$$

Après manipulation algébrique on trouve :

$$I = I_0(\alpha_0 + \alpha_1 \cos(\delta) + \alpha_2 \sin(\delta)) \quad (IV.21)$$

Avec :

$$\alpha_0 = [1 - \cos(2\psi) \cos(2A) + \cos(2(P - M)) \cos(2M)(\cos(2A) - \cos(2\psi)) + \sin(2A) \cos(\Delta) \cos 2(P - M) \sin(2\psi) \sin(2M)] \quad (IV.22)$$

$$\alpha_1 = \sin(2(P - M)) \sin(2A) \sin(2\psi) \sin(\Delta) \quad (IV.23)$$

$$\alpha_2 = \sin(2(P - M))[(\cos(2\psi) - \cos(2A))\sin(2M) + \sin(2A)\cos(2M)\sin(2\psi)\cos(\Delta)] \quad (\text{IV.24})$$

Les fonctions $\cos(\delta)$ et $\sin(\delta)$ sont définies par leur développement en série de Fourier [60]:

$$\cos(\delta) = J_0(a) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m}(a) \cos((2m)\omega t) \quad (\text{IV.25})$$

$$\sin(\delta) = 2 \sum_{m=0}^{\infty} J_{2m+1}(a) \sin((2m+1)\omega t) \quad (\text{IV.26})$$

Pour $P=45^\circ$:

$$\begin{bmatrix} E_d \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(A - M) & \sin(A - M) \\ -\sin(A - M) & \cos(A - M) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(M) & \sin(M) \\ -\sin(M) & \cos(M) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin(\psi).e^{i\Delta} \\ \cos(\psi) \end{bmatrix} \quad (\text{IV.27})$$

Nous avons mis l'angle entre l'analyseur et le modulateur photoélastique $A-M = 45^\circ$, on trouve après manipulation algébrique des Matrices :

$$E_d = [\cos(M) - \sin(M).e^{i\delta}] \sin(\psi).e^{i\Delta} + [\cos(M)e^{i\delta} + \sin(M)] \cos(\psi) \quad (\text{IV.28})$$

Dans ce montage l'intensité lumineuse est exprimé par :

$$I = |E_d|^2 = I_0 \left[1 + \sin(2\psi)\sin(\Delta)\sin(\delta) + \left(\begin{matrix} \cos(2\psi)\sin(2M) \\ + \sin(2\psi)\cos(2M)\cos(\Delta) \end{matrix} \right) \cos(\delta) \right] \quad (\text{IV.29})$$

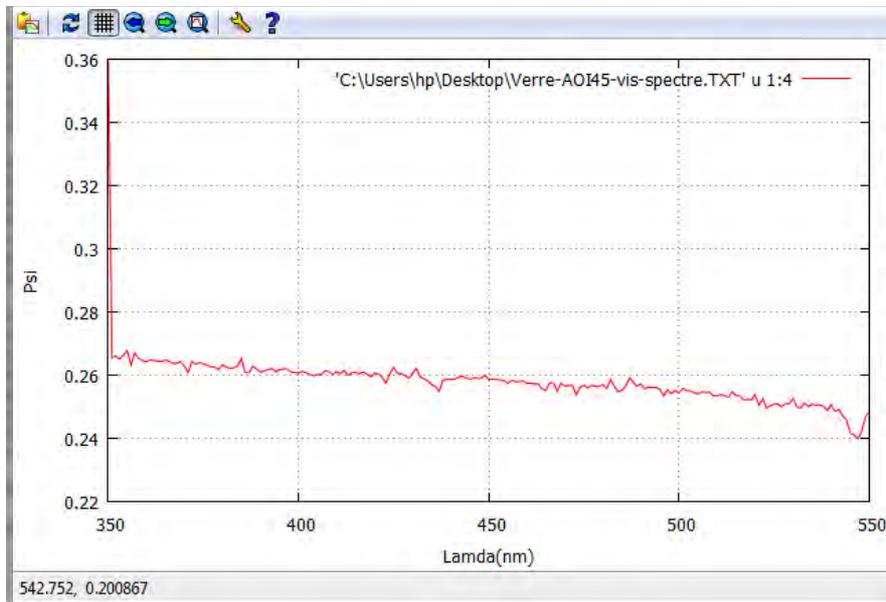
IV.3. 4. Résultats et commentaires

Nous avons calculé l'intensité du flux lumineux traversant un ellipsomètre à modulation de phase d'un milieu achiral et effectué les étapes suivantes dans la partie expérimentale :

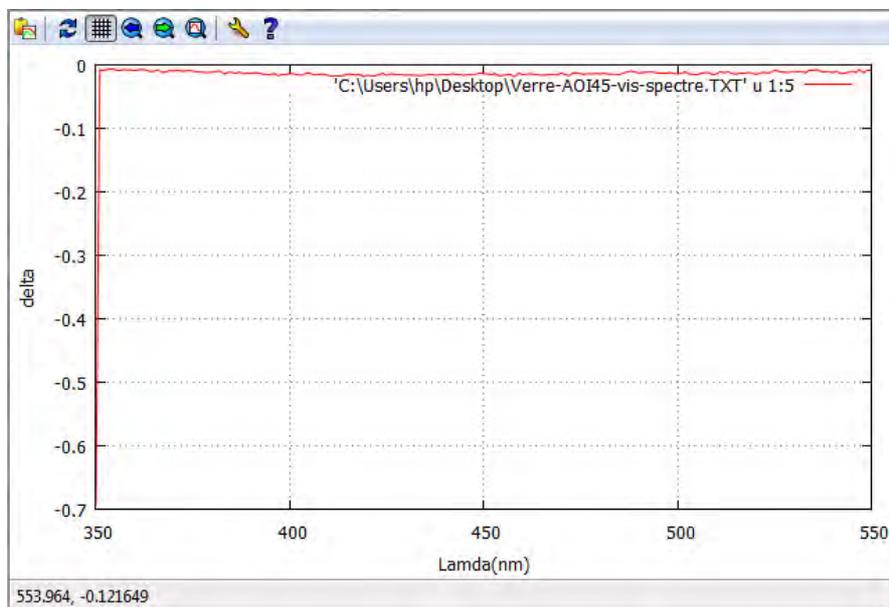
- Nous avons montré comment, à partir de ce calcul, procéder à l'étalonnage de cet appareil et au réglage fin des différents éléments optiques.
- Nous avons montré également comment déterminer les paramètres ellipsométriques ψ et Δ . Enfin, nous avons illustré ce travail par des mesures de la fonction diélectrique (verre et l'Or...)

❖ Exemple de résultats

En figure IV.6-8 nous présentons une mesure réalisée sur un échantillon de verre. Nous avons enregistré l'ensemble de la réponse du composant en fonction de la longueur d'onde, pour les angles d'incidence : 45°, 60°, et 75°.

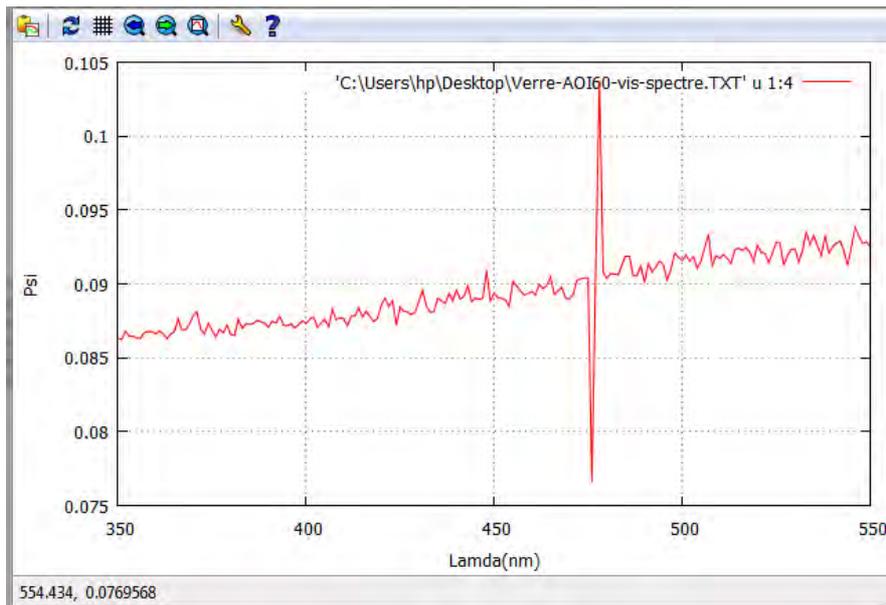


(a)

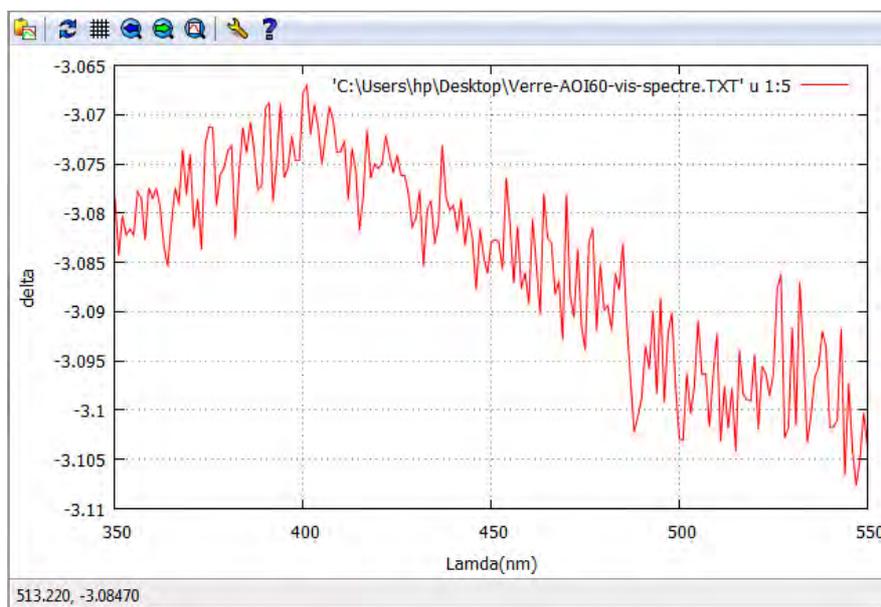


(b)

Figure IV.6 Angles ellipsométriques Ψ (a) et Δ (b) mesurés sur un substrat de verre pour un angle d'incidence de 45°

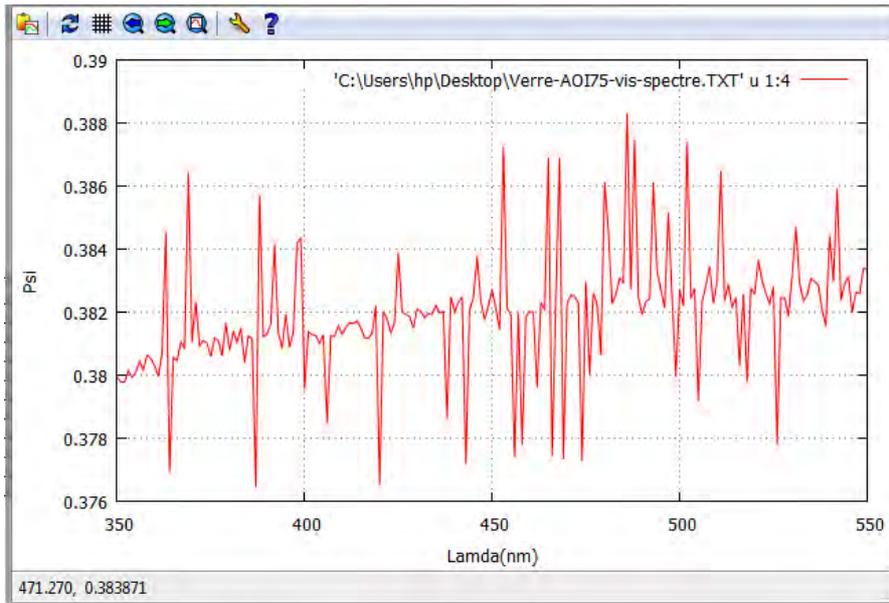


(a)

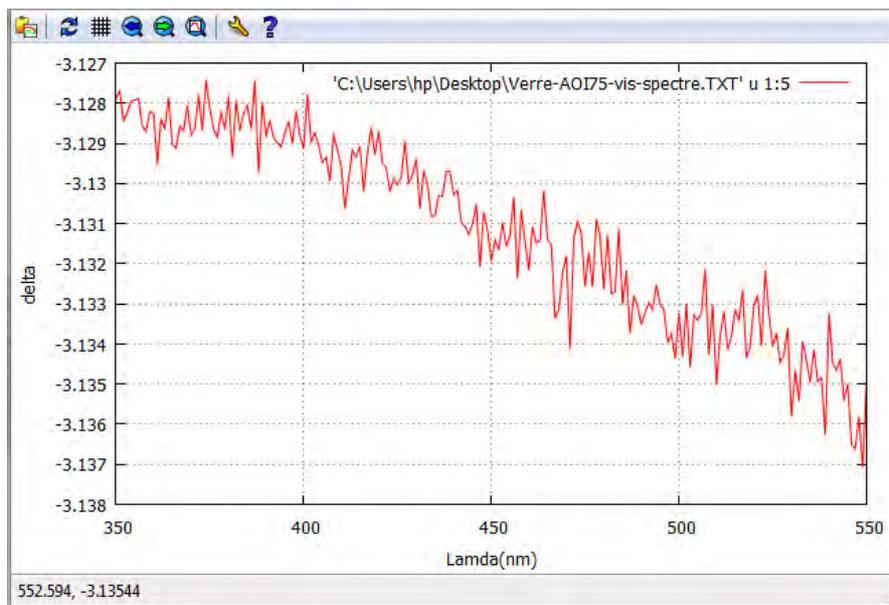


(b)

Figure IV.8 Angles ellipsométriques Ψ (a) et Δ (b) mesurés sur un substrat de verre pour un angle d'incidence de 60°

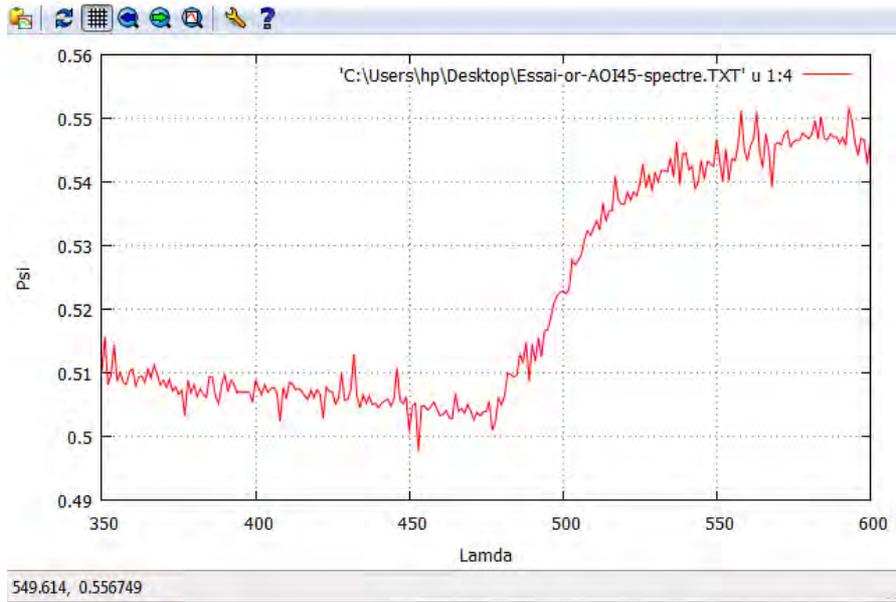


(a)

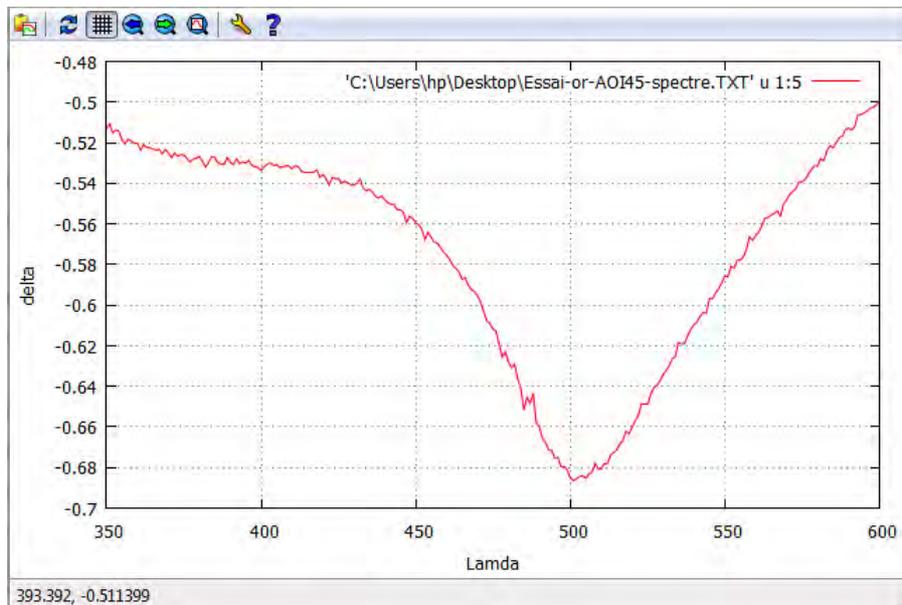


(b)

Figure IV.7 Angles ellipsométriques Ψ (a) et Δ (b) mesurés sur un substrat de verre pour un angle d'incidence de 75°

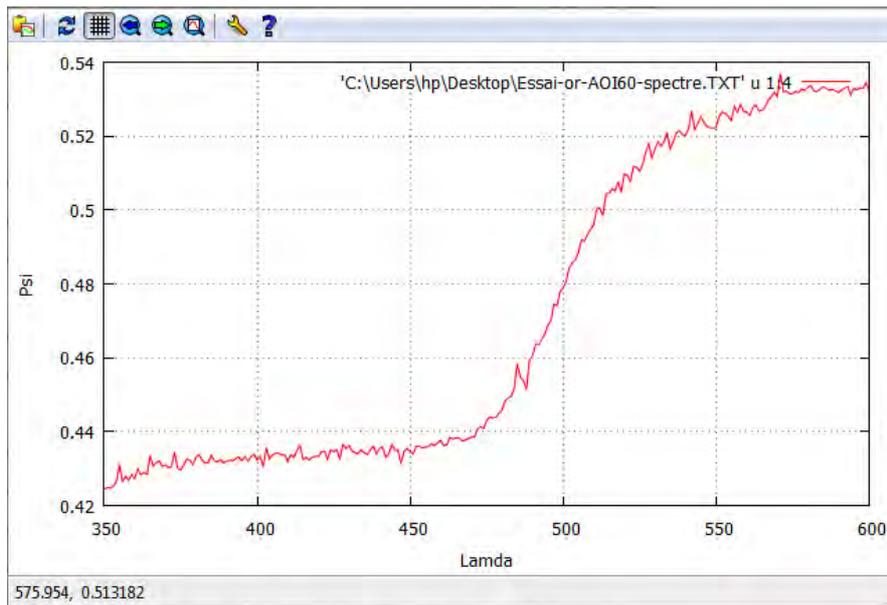


(a)

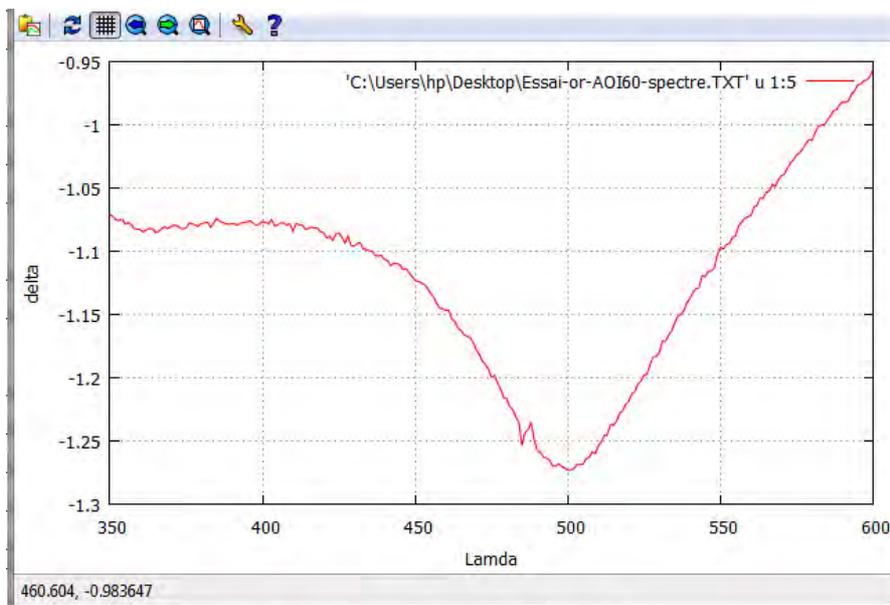


(b)

Figure IV.8 Angles ellipsométriques Ψ (a) et Δ (b) mesurés sur une couche d'Or pour un angle d'incidence de 45°

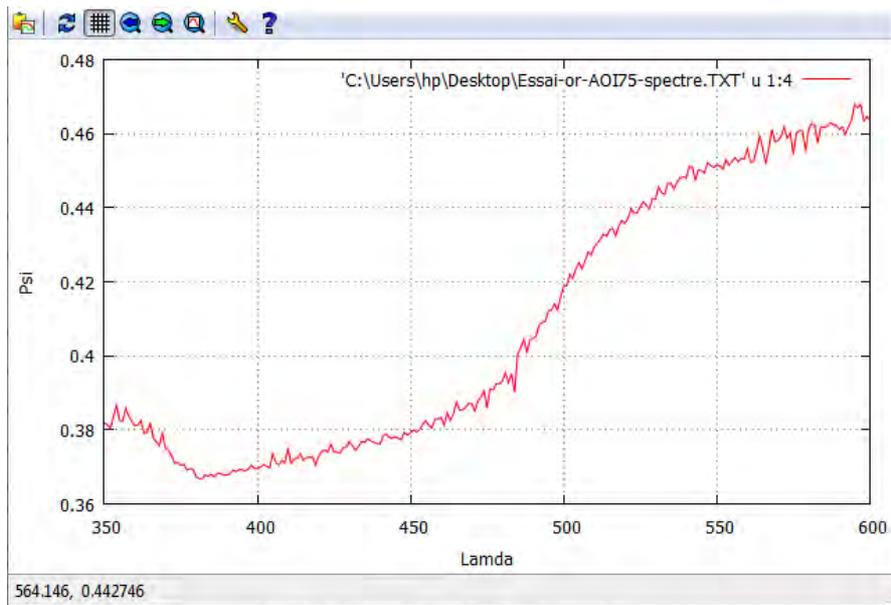


(a)

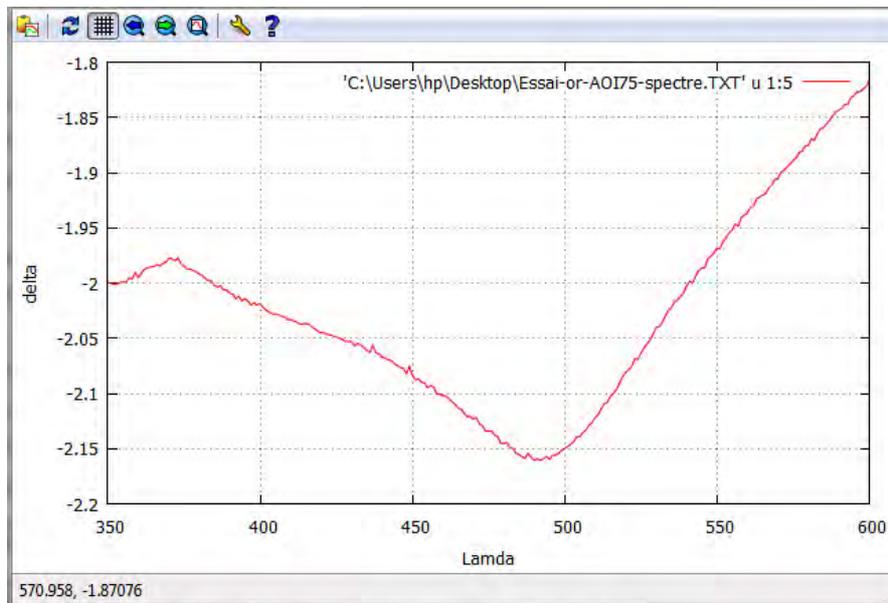


(b)

Figure IV.9 Angles ellipsométriques Ψ (a) et Δ (b) mesurés pour un angle d'incidence de 60°



(a)



(b)

Figure IV.10 Angles ellipsométriques Ψ (a) et Δ (b) mesurés pour un angle d'incidence de 75°

❖ Commentaires

Les figures. IV.8- IV.10 présentent les angles ellipsométriques (a) et (b) mesurés d'une couche d'or pour différentes valeurs de l'angle d'incidence. On remarque que les angles ellipsométriques présentent des variations importantes autour de 500 nm, c'est le centre de la bande spectrale dans laquelle on observe des résonances.

On se base sur les formules théoriques pour pouvoir calculer les valeurs théoriques afin de comparer nos résultats mesurés en pratique et valider notre montage. Les tableaux suivants illustrent quantitativement nos comparaisons entre les valeurs calculées et mesurées :

Tableau .IV.2 de comparaison des valeurs de l'angle $\Psi_{Pratique}$ et $\Psi_{Théorique}$ pour le verre

ϕ_0 l'angle d'incidence (Verre)	$\Psi_{Pratique}$	$\Psi_{Théorique}$
45°	0.2542	0.280
50°	0.150	0.1533
55°~ $\phi_{Brewster}$	0.082	0.017
60°	0.916	0.120
65°	0.20699	0.252
70°	0.3071	0.3759
75°	0.3827	0.4897
80°	0.4306	0.9765

Tableau .IV.3 de comparaison des valeurs des angles ellipsométriques en pratique et théorie pour l'Or :

ϕ_0 l'angle d'incidence (Or)	Δ Pratique (rad)	Δ Théorique (rad)	$\tan(\psi)$ Pratique	$\tan(\psi)$ Théorique
45°	-0.5855	-0.54935	0.5424	0.9049
60°	-1.0968	-1.065	0.5235	0.8705
75°	-1.968	-1.909	0.4513	0.8649

Avec : $\lambda = 550nm$ l'épaisseur de verre $e_{verre} = 1mm$ et l'épaisseur de la couche $e_{Or} = 100nm$

❖ **Remarque**

Selon les résultats donnés par les tableaux. IV.2, 3 : on note bien que les valeurs des $\tan(\psi)$ pratiques sont loin de celles $\tan(\psi)$ théoriques qui restent lié à l'effet des multiples réflexions sur la face opposée de la lame de verre considérée comme échantillon (Figure .IV.9).

❖ **Calcul de l'effet des multiples réflexions internes de verre**

Dans le cas ou le rayon subit des réflexions multiples aux interfaces : air /verre et verre/air (figure. IV.11), le déphasage β est donné :

$$\beta = d_1 \frac{4\pi}{\lambda} n_1 \cos(\phi_1) \tag{IV.30}$$

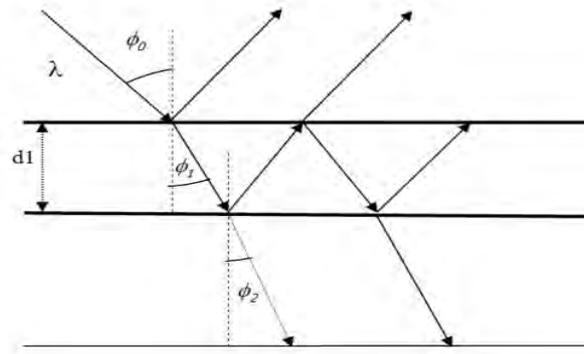


Figure .IV.11 Réflexions multiples aux interfaces : air /verre et verre/air

Avec : l'indice du verre $n_1 = 1.46$ et la longueur d'onde $\lambda = 550nm$, l'épaisseur du verre $d_1 = 1mm$ et l'indice d'air $n_{0,2} = 1$

Les coefficients complexes généralisés pour ce système sont définis en fonction des coefficients de Fresnel pour les deux interfaces notées 0-1 pour air/verre et 1-2 pour verre/air, respectivement :

$$R_p = \frac{r_{01p} + r_{01p} \exp(-i\beta)}{1 - r_{01p} r_{01p} \exp(-i\beta)} \tag{IV.31}$$

$$R_s = \frac{r_{01s} + r_{01s} \exp(-i\beta)}{1 - r_{01s} r_{01s} \exp(-i\beta)} \tag{IV.32}$$

Où :

$$r_{01p} = \frac{n_1 \cos(\phi_0) - n_0 \cos(\phi_1)}{n_1 \cos(\phi_0) + n_0 \cos(\phi_1)} \text{ et } r_{01s} = \frac{n_0 \cos(\phi_0) - n_1 \cos(\phi_1)}{n_0 \cos(\phi_0) + n_1 \cos(\phi_1)}$$

$$r_{12p} = \frac{n_2 \cos(\phi_1) - n_1 \cos(\phi_2)}{n_2 \cos(\phi_1) + n_1 \cos(\phi_2)} \text{ et } r_{12s} = \frac{n_1 \cos(\phi_1) - n_2 \cos(\phi_2)}{n_1 \cos(\phi_1) + n_2 \cos(\phi_2)}$$

La réponse ellipsométrique est alors donnée par l'équation IV.1, et après manipulation algébrique on trouve $\tan(\psi)$ avec l'effet des multiples réflexions :

$$\tan(\psi) = \frac{(n_1 \cos(\phi_0))^2 - (\cos(\phi_1))^2}{(\cos(\phi_0))^2 - (n_1 \cos(\phi_1))^2} \tag{IV.32}$$

Tableau .IV.4 Comparaison des valeurs de l'angle $\Psi_{\text{effet de la 2}^{\text{ème}} \text{ face}}$ et Ψ_{Pratique} pour le verre

ϕ_0	$\Psi_{\text{effet de la 2}^{\text{ème}} \text{ face}}$	Ψ_{Pratique}	$\Psi_{\text{Théorique}}$
45°	0.2595	0.2542	0.280
50°	0.137	0.150	0.1533
55° ~ ϕ_{Brewster}	0.0142	0.082	0.017
60°	0.1017	0.916	0.120
65°	0.2038	0.20699	0.252
70°	0.2889	0.3071	0.3759
75°	0.355	0.3827	0.4897
80°	0.4017	0.4306	0.9765

❖ **Commentaire**

D'après les résultats présents dans le tableau. IV.4, on constate que les valeurs des Ψ_{Pratique} pratiques sont proches de celles $\Psi_{\text{effet de la 2}^{\text{ème}} \text{ face}}$, ce qui confirme notre précédente interprétation, Où la non existence de à l'effet des multiples réflexions a induit une différence remarquable entre nos résultats mesurés en pratiques.

IV.4. Montage d'une ellipsométrie chirale

La caractérisation des matériaux chiraux avec un nouveau montage (Figure IV.12) basé sur le calcul par le formalisme Stokes-Mueller, consiste en la détermination des éléments de la matrice Mueller liées à la chiralité (Figure IV.13).

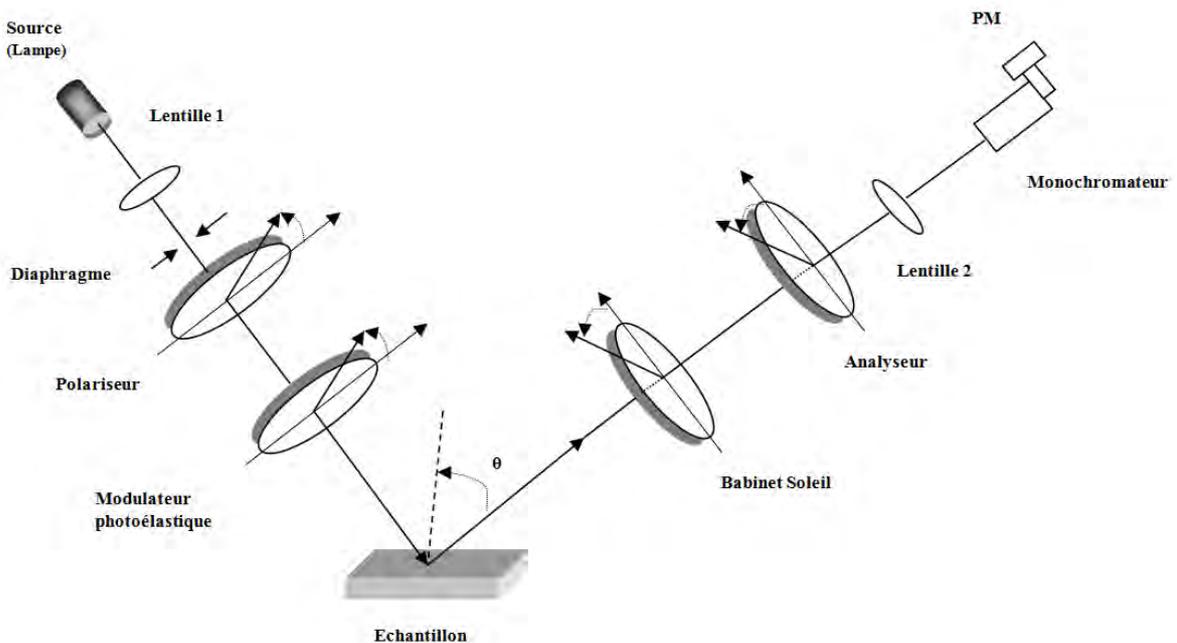


Figure IV.12 Schéma d'un ellipsomètre chiral

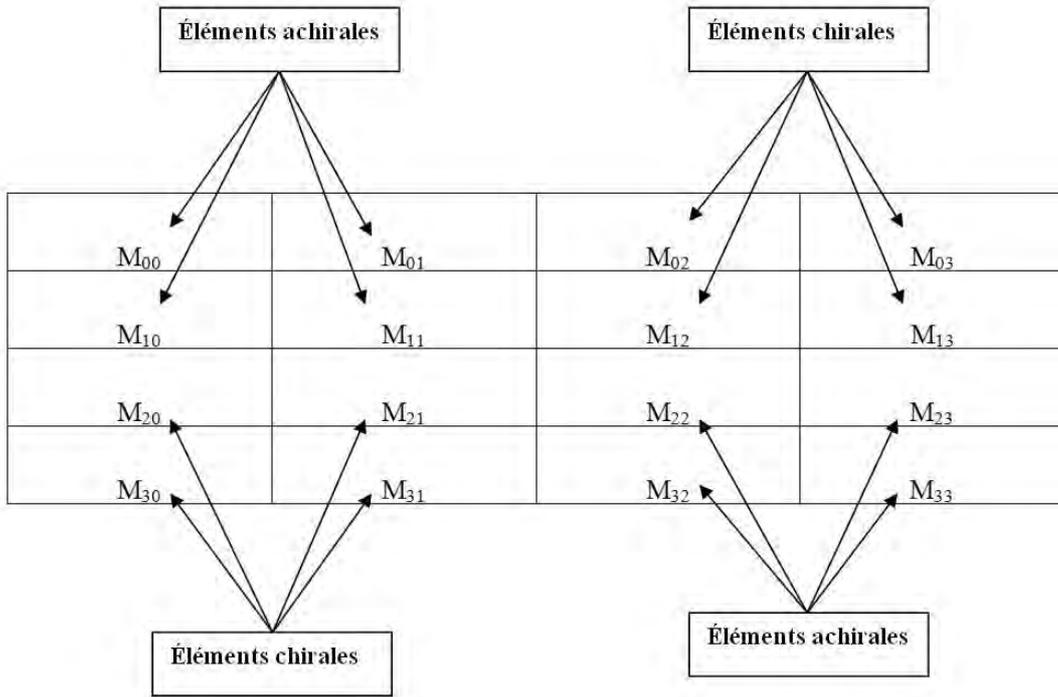


Figure IV.13 Les éléments de la matrice Mueller d'un milieu chiral

IV.5. Les configurations possibles

Dans cette étape, nous montrons également comment cette déterminer les éléments de chiralité (Figure IV.13), dans les différentes configurations possibles de ce montage.

$$\vec{S}_{out} = M_{anal} (M'_{rot})^{-1} M_{bs} M'_{rot} M_{ech} (M_{rot})^{-1} M_{PEM} M_{rot} M_{pol} \vec{S}_{in} \tag{IV.33}$$

Selon le tableau IV.1 :

$$M_{bs} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\phi) & \sin(\phi) \\ 0 & 0 & -\sin(\phi) & \cos(\phi) \end{bmatrix} \quad M_{PEM} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\psi) & \sin(\psi) \\ 0 & 0 & -\sin(\psi) & \cos(\psi) \end{bmatrix}$$

$$M_{rot} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\alpha) & -\sin(2\alpha) & 0 \\ 0 & \sin(2\alpha) & \cos(2\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad M'_{rot} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\alpha') & -\sin(2\alpha') & 0 \\ 0 & \sin(2\alpha') & \cos(2\alpha') & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$M_{ech} = A(J \otimes J^*)A^{-1}$$

\otimes : est le produit de Kronecker.

$$J = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix}, \text{ ou } J = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix} \quad A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & i & -i & 0 \end{bmatrix} \quad A^{-1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -i \\ 0 & 0 & 1 & i \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$M_{ech} = \begin{bmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{bmatrix} \quad \vec{S}_{out} = \begin{bmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix} \quad \vec{S}_{in} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix}$$

On pose :

α' : Angle de rotation Babinet Soleil

α : Angle de rotation PEM

Après un développement algébrique nous obtenons :

➤ Configuration I : Analyseur 45°, polariseur 45°, Babin Soleil 0°, et PEM 0° :

$$\vec{S}_{out} = M_{anal} M_{bs} M_{ech} M_{PEM} M_{pol} \vec{S}_{in} \tag{IV.34}$$

$$S'_0 = \left[\frac{m_{00}}{2} + \frac{m_{20} \cos(\phi)}{2} + \frac{m_{30} \sin(\phi)}{2} + \cos(\psi) \left(\frac{m_{02}}{2} + \frac{m_{22} \cos(\phi)}{2} + \frac{m_{32} \sin(\phi)}{2} \right) - \sin(\psi) \left(\frac{m_{03}}{2} + \frac{m_{23} \cos(\phi)}{2} + \frac{m_{33} \sin(\phi)}{2} \right) \right] \tag{IV.35}$$

Les éléments de la matrice Mueller configuration I :

I			I
			I
I		I	I
I		I	I

➤ Configuration II : Analyseur 45°, polariseur 45°, Babin Soleil 45°, et PEM 0° :

$$\vec{S}_{out} = M_{anal} M_{rot}^{-1} M_{bs} M_{rot} M_{ech} M_{PEM} M_{pol} \vec{S}_{in} \tag{IV.36}$$

$$S'_0 = \frac{m_{00}}{2} + \frac{m_{20}}{2} + \left(\frac{m_{02}}{2} + \frac{m_{22}}{2}\right) \cos(\psi) - \left(\frac{m_{03}}{2} + \frac{m_{23}}{2}\right) \sin(\psi) \quad (IV.37)$$

Les éléments de la matrice Mueller configuration **II** :

II		II	II
II		II	II

➤ Configuration **III** : Analyseur 45°, polariseur 0°, Babin Soleil 0°, et PEM 45° :

$$\vec{S}_{out} = M_{anat} M_{bs} M_{ech} M_{rot}^{-1} M_{PEM} M_{rot} M_{pol} \vec{S}_{in} \quad (IV.38)$$

$$S'_0 = \frac{m_{00}}{4} + \frac{m_{20} \cos(\phi)}{4} + \frac{m_{30} \sin(\phi)}{4} + \left(\frac{m_{01}}{4} + \frac{m_{21} \cos(\phi)}{4} + \frac{m_{31} \sin(\phi)}{4}\right) \cos(\psi) - \left(\frac{m_{03}}{4} + \frac{m_{23} \cos(\phi)}{4} + \frac{m_{33} \sin(\phi)}{4}\right) \sin(\psi) \quad (IV.39)$$

Les éléments de la matrice Mueller configuration **III** :

III	III		III
III	III		III
III	III		III

➤ Configuration **IV** : Analyseur 45°, polariseur 0°, Babin Soleil 45°, et PEM 45° :

$$\vec{S}_{out} = M_{anat} M_{rot}^{-1} M_{bs} M_{rot} M_{ech} M_{rot}^{-1} M_{PEM} M_{rot} M_{pol} \vec{S}_{in} \quad (IV.40)$$

$$S'_0 = \frac{m_{00}}{4} + \frac{m_{20}}{4} + \left(\frac{m_{01}}{4} + \frac{m_{21}}{4}\right)\cos(\psi) - \left(\frac{m_{03}}{4} + \frac{m_{23}}{4}\right)\sin(\psi) \quad (\text{IV.41})$$

Les éléments de la matrice Mueller configuration IV :

IV	IV		IV
IV	IV		IV

➤ Configuration V : Analyseur 0°, polariseur 0°, Babin Soleil 45°, et PEM 45° :

$$S'_0 = \frac{m_{00}}{4} + \frac{m_{10}\cos(\phi)}{4} + \frac{m_{30}\sin(\phi)}{4} + \left(\frac{m_{01}}{4} + \frac{m_{11}\cos(\phi)}{4} + \frac{m_{31}\sin(\phi)}{4}\right)\cos(\psi) - \left(\frac{m_{03}}{4} + \frac{m_{13}\cos(\phi)}{4} + \frac{m_{33}\sin(\phi)}{4}\right)\sin(\psi) \quad (\text{IV.42})$$

Les éléments de la matrice Mueller configuration V :

V	V		V
V	V		V
V	V		V

➤ Configuration VI : Analyseur 0°, polariseur 45°, Babin Soleil 45°, et PEM 0° :

$$S'_0 = \frac{m_{00}}{4} + \frac{m_{10}\cos(\phi)}{4} + \frac{m_{30}\sin(\phi)}{4} + \left(\frac{m_{02}}{4} + \frac{m_{12}\cos(\phi)}{4} + \frac{m_{32}\sin(\phi)}{4}\right)\cos(\psi) - \left(\frac{m_{03}}{4} + \frac{m_{13}\cos(\phi)}{4} + \frac{m_{33}\sin(\phi)}{4}\right)\sin(\psi) \quad (\text{IV.43})$$

Les éléments de la matrice Mueller configuration VI :

VI		VI	VI
VI		VI	VI
VI		VI	VI

IV.6. Conclusion

Malgré la richesse de l'approche théorique, la nécessité d'une vérification pratique d'un certain nombre de caractéristiques d'un matériau chiral s'impose. Par conséquent notre objectif était de procéder aux mesures par le montage de l'ellipsométrie chirale pour la caractérisation des couches minces afin d'évaluer les indices des milieux adoptés et le couplage TE/TM par réflexion sur une surface chirale.

Conclusion générale

Dans le premier chapitre, l'intérêt s'est porté sur la maîtrise des généralités sur les milieux chiraux et leurs principales propriétés. Nous avons présenté les relations constitutives des milieux chiraux, et nous avons calculé et effectué une étude comparative entre les différents formalismes utilisés pour décrire les milieux biisotropes (ou les milieux chiraux). Les résultats obtenus par élaboration de programmes sous l'environnement Matlab; nous ont mené à étudier les coefficients de transmission, et de réflexion à une interface achirale-chirale. Les résultats obtenus ont été comparés avec des travaux publiés dans la littérature scientifique [13-27]. Que l'on peut ajuster, dans le cas de structures multicouches, selon les applications, le comportement électromagnétique, en modifiant le nombre de couches, ainsi que les valeurs de la permittivité et la perméabilité de chaque couche (cf. annexe A).

Nous avons ensuite effectué une étape de notre recherche axée sur la conception d'une nouvelle approche pour comprendre l'origine physique des effets chiroptique, afin de rendre généraux les principaux modèles macroscopiques de chiralité aux effets non-linéaires. Donc selon notre type de formalisme publié dans [41].

En perspectives, il serait donc très important de résoudre l'équation non linéaire de ce milieu Kerr-Chiral par une méthode numérique, où la propagation solitonique découle de cet effet qui met en comparaison les effets de la non linéarité de l'interaction et de la caractéristique dispersive du matériau.

Par la suite, la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire selon notre formalisme publié dans [41], est une généralisation des travaux effectués par les auteurs [35-39] [49,50].

En conclusion à cette étude publiée dans [55],

- L'augmentation de l'effet de la non linéarité diminue l'amplitude et augmente la variation temporelle de la pulsation et vice versa.
- L'augmentation de l'effet de la chiralité diminue l'amplitude et augmente la variation temporelle de la pulsation et vice versa.
- Mais l'influence de la non linéarité est plus rapide que celle de la chiralité.

Lorsque le paramètre de chiralité κ et celui de la non linéarité κ^{Kerr} sont minimaux l'atténuation de la puissance devient minimale

Cependant, il sera plus intéressant, lors des applications (ex post constraint) de prendre en considération les valeurs minimales du paramètre de chiralité κ et celle de la non linéarité κ^{Kerr} afin que l'atténuation de la puissance soit minimale.

- La solution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire, selon la méthode Split-Step de Fourier sous l'environnement Matlab a été exprimée.
- Les différents facteurs de chiralité permettant l'optimisation de la propagation dans la fibre chiroptique ont été présentés.

En perspective, il serait donc très important de développer la simulation par **COMSOL multi-physiques** et **HFSS** d'une microcavité résonatrice dans les structures à bande interdite photonique (cas cristal photonique chiral) intégrée directement dans un guide d'onde plan. La microcavité a une résonance à une longueur d'onde, un facteur de qualité. Ce niveau d'intégration pourrait conduire à de nouvelles architectures et dispositifs à puce photonique, comme micro lasers, les filtres, et les biocapteurs Dans le cas de structures cristaux photoniques chiral, on peut ajuster, selon les applications, le comportement électromagnétique en modifiant le nombre de couches, ainsi que les valeurs de la permittivité et la perméabilité de chaque couche et les effets chiroptiques.

Annexe A

A.1. Introduction

Dans cette étude nous considérons les effets chiroptiques dans des structures multicouches composées de matériaux ayant des propriétés différentes à celle des diélectriques isotropes traitées dans le chapitre précédent. Dans le cas de structures multicouches, on peut ajuster, selon les applications, le comportement électromagnétique en modifiant le nombre de couches, ainsi que les valeurs de la permittivité et la perméabilité de chaque couche. Cela ne suffit pas toujours, car parfois nous serons contraints d'intervenir sur la structure du matériau pour obtenir de meilleurs résultats.

A.2. La structure multicouche chirale

Un milieu multicouche chirale est une combinaison de couches de N plaques chirales avec des matériaux de différentes propriétés et épaisseurs. Alors que le miroir chirale est un cas particulier de la multicouche chirale. Il est composée, comparativement à la multicouches, d'un arrangement alternatif de couches chirales avec un fort et un faible indices de réfraction (n_H, n_L) , piégé entre des milieux homogènes caractérisés par les indices n_0 et n_A [19].

Les relations constitutives considérées dans ce cas s'expriment par les expressions [19] :

$$\vec{D}_{H(L)} = \epsilon_{H(L)} \vec{E}_{H(L)} - j \xi_{H(L)} \vec{B}_{H(L)} \quad (\text{A.1})$$

$$\vec{H}_{H(L)} = -j \xi_{H(L)} \vec{E}_{H(L)} + \left(\frac{1}{\mu_{H(L)}} \right) \vec{B}_{H(L)} \quad (\text{A.2})$$

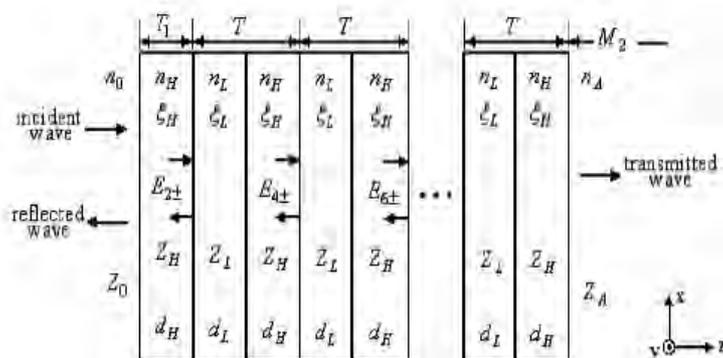


Figure A.1 : Structure d'un miroir chirale [19]

Annexe A

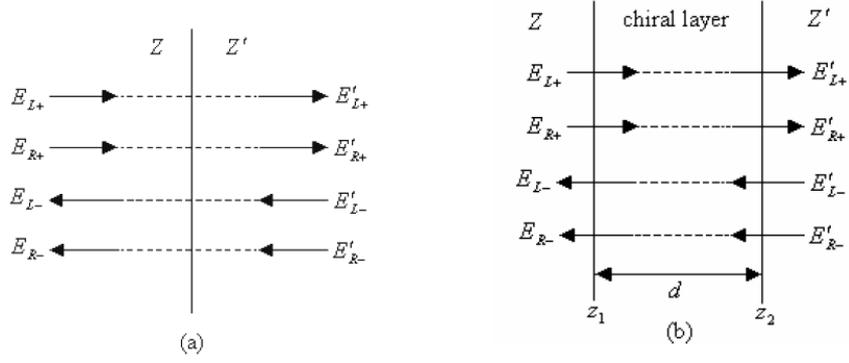


Figure A.2 : (a) Champs électriques à travers une interface, (b) champs électriques à travers une couche chirale [19]

$$\vec{E}_i = [E_{iTM}a_x + E_{iTE}a_y] \exp(-jk_0z)$$

$$\vec{E}_r = [E_{rTM}a_x + E_{rTE}a_y] \exp(jk_0z)$$

$$\vec{E}_t = [E_{tTM}a_x + E_{tTE}a_y] \exp(-jk_Az)$$

$$E_{L+} + E_{R+} - E_{L-} - E_{R-} = E'_{L+} + E'_{R+} - E'_{L-} - E'_{R-}$$

$$-E_{L+} + E_{R+} - E_{L-} + E_{R-} = E'_{L+} + E'_{R+} - E'_{L-} - E'_{R-}$$

$$\begin{bmatrix} E_{L+} \\ E_{R+} \\ E_{L-} \\ E_{R-} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} E'_{L+} \\ E'_{R+} \\ E'_{L-} \\ E'_{R-} \end{bmatrix}$$

$$E = ME'$$

En considérant P de la forme [19] :

$$P = \begin{bmatrix} \exp(jk_L d) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \exp(jk_R d) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \exp(-jk_L d) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \exp(-jk_R d) \end{bmatrix}$$

Annexe A

$$\begin{bmatrix} E_{2L+} \\ E_{2R+} \\ E_{2L-} \\ E_{2R-} \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} E_{4L+} \\ E_{4R+} \\ E_{4L-} \\ E_{4R-} \end{bmatrix} = T^2 \begin{bmatrix} E_{6L+} \\ E_{6R+} \\ E_{6L-} \\ E_{6R-} \end{bmatrix} = T^3 \begin{bmatrix} E_{8L+} \\ E_{8R+} \\ E_{8L-} \\ E_{8R-} \end{bmatrix} = T^4 \begin{bmatrix} E_{10L+} \\ E_{10R+} \\ E_{10L-} \\ E_{10R-} \end{bmatrix} = \dots = T^N \begin{bmatrix} E_{(2N+2)L+} \\ E_{(2N+2)R+} \\ E_{(2N+2)L-} \\ E_{(2N+2)R-} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} E_{iTM} \\ E_{rTM} \\ E_{iTE} \\ E_{rTE} \end{bmatrix} = T_1 T^N M_2 \begin{bmatrix} E_{iTM} \\ E_{iTE} \end{bmatrix}$$

Où: $T_1 = M_1 P_H$, et $T = M_H P_H M_L P_L$

$M_H(M_L)$ est la matrice correspondante qui établit la relation entre les champs d'indice de réfraction fort (faible) du milieu chiral et d'indice de réfraction faible (fort) de milieu suivant.

La matrice $P_H(P_L)$ exprime la matrice de propagation des champs dans le milieu chiral d'indice de réfraction fort (faible). Les propriétés des miroirs chiraux sont essentiellement déterminées par la puissance N^{ième} de T^N de la matrice de la bicouche T. le comportement de T^N est déterminé par la valeur propre de T [19].

A.3. Miroir multicouches chiral

Un miroir multicouches chiral consiste à une alternance identique de bicouche (d'indices de réfraction fort et faible) [19]. Le taux de réflectivité d'un miroir multicouche chiral dépendant de plusieurs paramètres dont il faut connaître l'influence afin d'obtenir une réflexion optimale. Pour cela, nous allons donc décrire dans cette partie ces différents paramètres ainsi que leurs influences sur l'optimisation de la réflectivité des multicouches chirales [19,20].

A. 3.1. Choix du matériau

Dans cette partie on s'est intéressé au changement d'indice fort et faible des bicouches constituant le miroir, afin d'analyser son comportement représenté par les diverses courbes de la réflectivité obtenues.

Annexe A

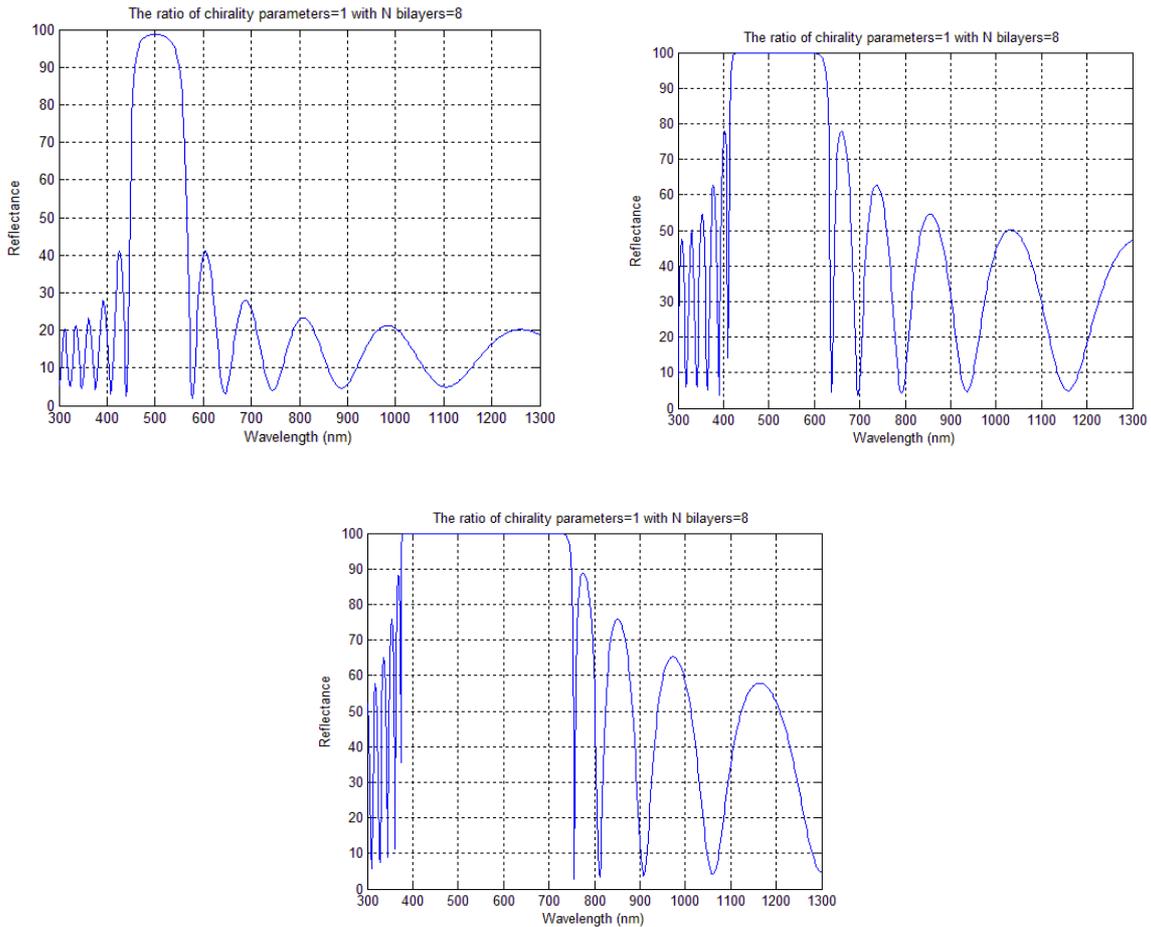


Figure III.3.a : Réflectivité en fonction de la longueur d'onde en incidence normale pour différents indices: $n_H = 1.95$ (SiO), $n_L = 1.38$ (MgF₂) ; $n_H = 3.5$ (Si), $n_L = 1.73$ (PbF₂) ; $n_H = 4.6$ (Te), $n_L = 1.35$ (Na₃AlF₆)

Commentaire 1 :

Dans cette étape de notre étude, nous avons considéré une structure bicouche. Le rapport des paramètres de chiralité, respectifs aux deux couches, était d'une valeur égale à 1. On s'est intéressé, dans ce cas, à la variation de la valeur de l'indice de réfraction ; d'une plus petite valeur vers une valeur élevée. Il est à constater selon l'illustration donnée par les figures ci-dessus que l'amélioration de la réflectivité (bonne réflectivité dans une fenêtre de longueurs d'ondes limitée) est fonction de l'augmentation des indices des milieux chiraux constituants notre structure. Ainsi, les structures Si/PbF₂ et Te/Na₃AlF₆ peuvent atteindre une réflectivité de 100% pour une longueur d'onde de 500 nm. La structure SiO/MgF₂ peut atteindre une réflectivité de 98,69% à la longueur d'onde de 500 nm. Donc, le choix des matériaux doit être

Annexe A

fait de manière qu'ils aient un contraste d'indice optique important. Une concordance est obtenue avec les résultats de l'auteur [19].

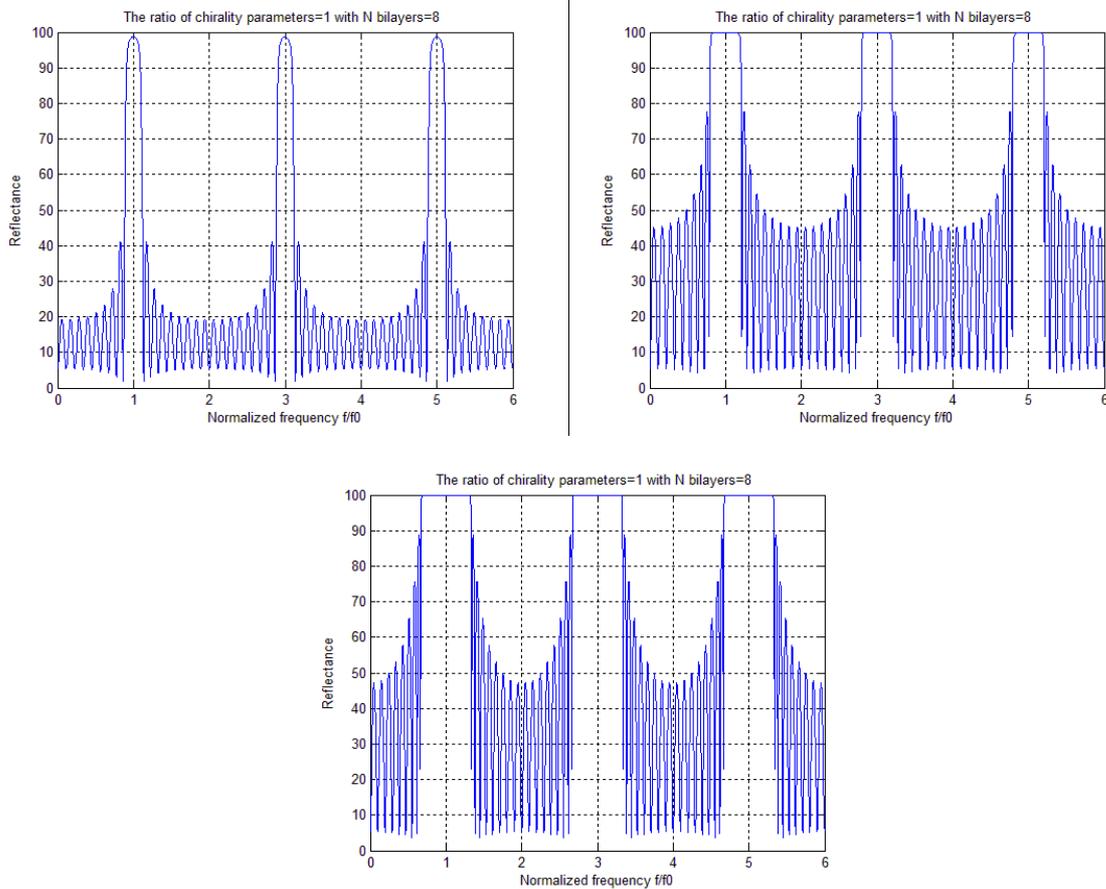


Figure III.3.b : Réflectivité en fonction de la fréquence normalisée en incidence normale pour différents indices: $n_H = 1.95$ (SiO), $n_L = 1.38$ (MgF₂) ; $n_H = 3.5$ (Si), $n_L = 1.73$ (PbF₂) ; $n_H = 4.6$ (Te), $n_L = 1.35$ (Na₃AlF₆)

Commentaire 2 :

Dans ce cas d'étude, où l'on s'est intéressé à la variation de la fréquence, nous obtenons le phénomène inverse par rapport au cas précédent où il était question de la variable λ . Pour cela, il y a seulement apparition de plusieurs fenêtres.

A. 3.2. Effet du nombre de couches

Annexe A

Un des facteurs conditionnant la réflectivité des miroirs multicouches est le nombre de bicouches, les figures suivantes montrent les courbes de la réflectivité pour un nombre différent de bicouches :

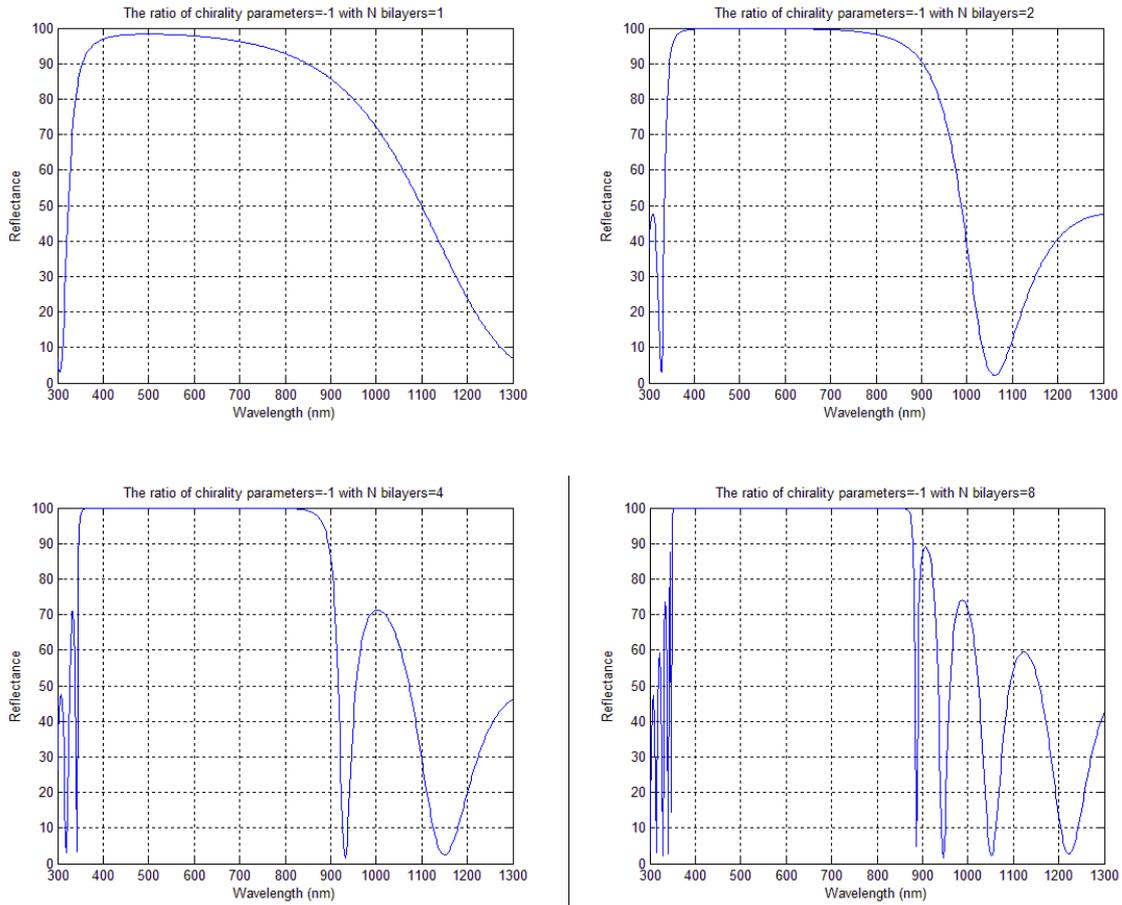


Figure III.4.a : Réflectivité en fonction de la longueur d'onde en incidence normale pour des différents nombres de bicouches : $n_H = 4.2$ (Ge), $n_L = 1.46$ (SiO₂)

Commentaire 3 :

Dans ce cas ; on s'est intéressé à la bicouche, à un dépôt de deux fois la bicouche, un autre de quatre fois la bicouche et un dernier de huit fois la bicouche. Le rapport des paramètres de chiralité, respectifs aux deux couches, était d'une valeur égale à -1. Les indices de réfraction respectifs des deux milieux de la bicouche étaient maintenus constants. Il est à constater selon l'illustration donnée par les figures ci-dessus, que l'amélioration de la réflectivité fonction de λ . Notons qu'il apparaît au cours des différentes études qu'un nombre

Annexe A

($N = 8$) de bicouche est optimal pour atteindre une réflectivité maximale à une longueur d'onde de 500 nm.

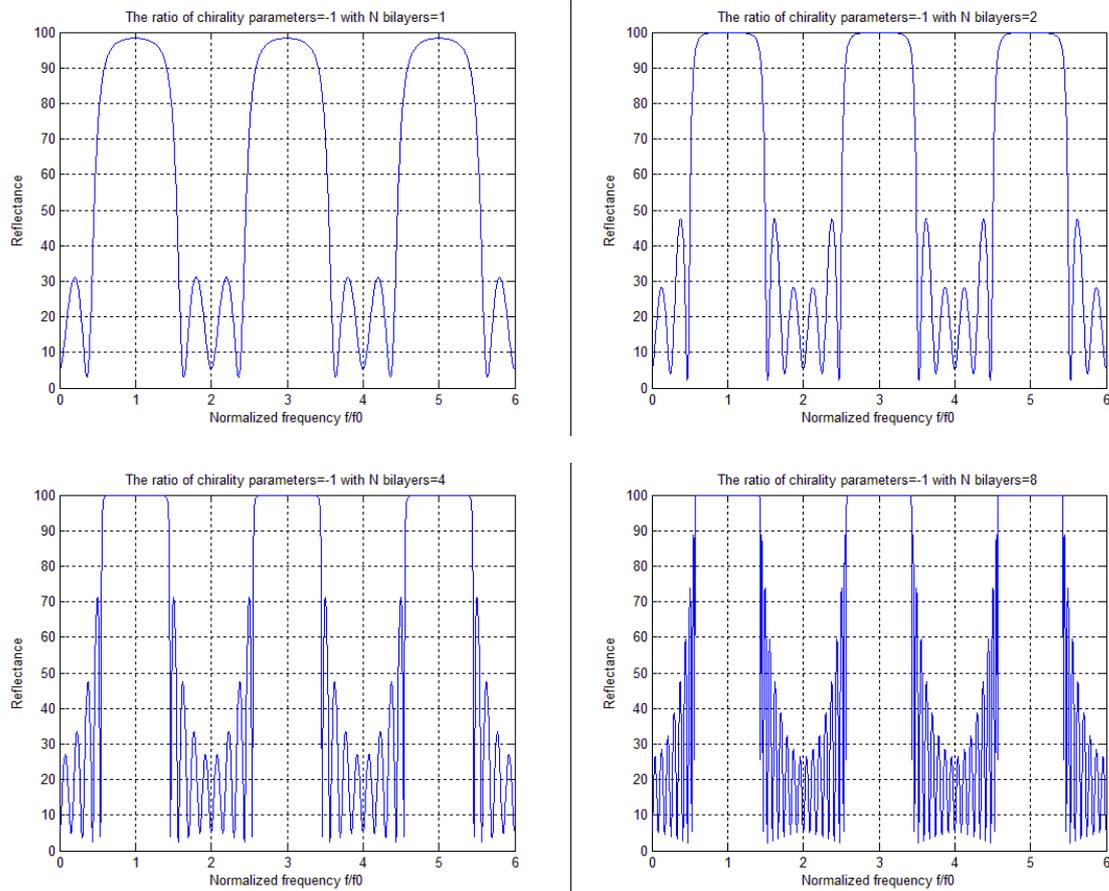


Figure III.4.b : Réflectivité en fonction de la fréquence normalisée en incidence normale pour des différents nombres de bicouches : $n_H = 4.2$ (Ge) et $n_L = 1.46$ (SiO_2)

Commentaire 4 :

Dans ce cas d'étude, où l'on s'est intéressé à la variation de la fréquence, nous obtenons le phénomène inverse par rapport au cas précédent où il était question de la variable λ . Pour cela, il y a seulement apparition de plusieurs fenêtres.

A. 3.3. Effet du paramètre de division

La réflectivité d'une multicouche peut être améliorée en optimisant le paramètre de division. Ce paramètre est défini comme étant le rapport entre l'épaisseur du matériau d'indice fort et l'épaisseur totale de la bicouche (période), estimé par la relation suivante [19]:

Annexe A

$$\gamma = \frac{d_H}{d_H + d_L}$$

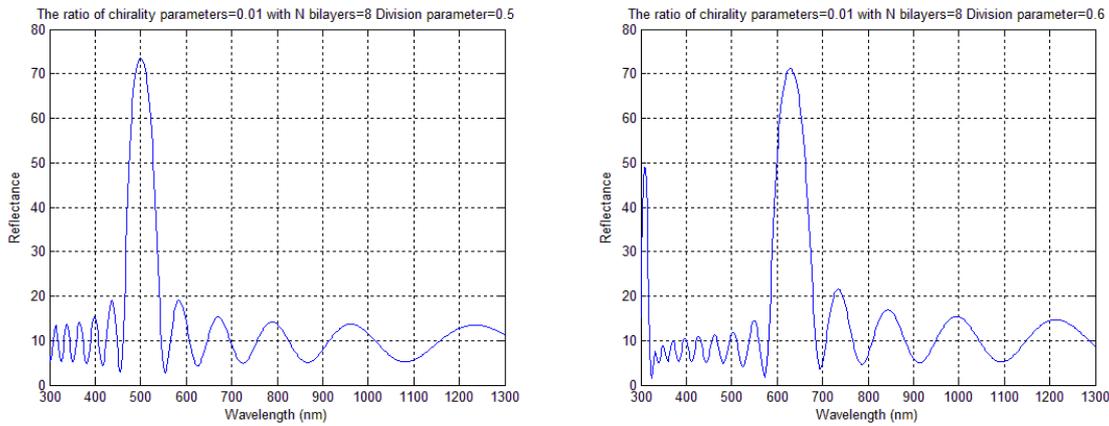


Figure III.5.a : Réflectivité en fonction de la longueur d'onde en incidence normale pour :
 $n_H = 1.95$ (SiO) et $n_L = 1.38$ (MgF₂)

Commentaire 5 :

Une légère variation de la réflectivité est obtenue lorsque le paramètre de division augmente. La réflectivité de la multicouche SiO/MgF₂, pour $\lambda=500$ nm, augmente d'une valeur avoisinant les 2,39% pour une diminution du paramètre de division allant de 0.6 à 0.5. Une concordance avec [20] est obtenue.

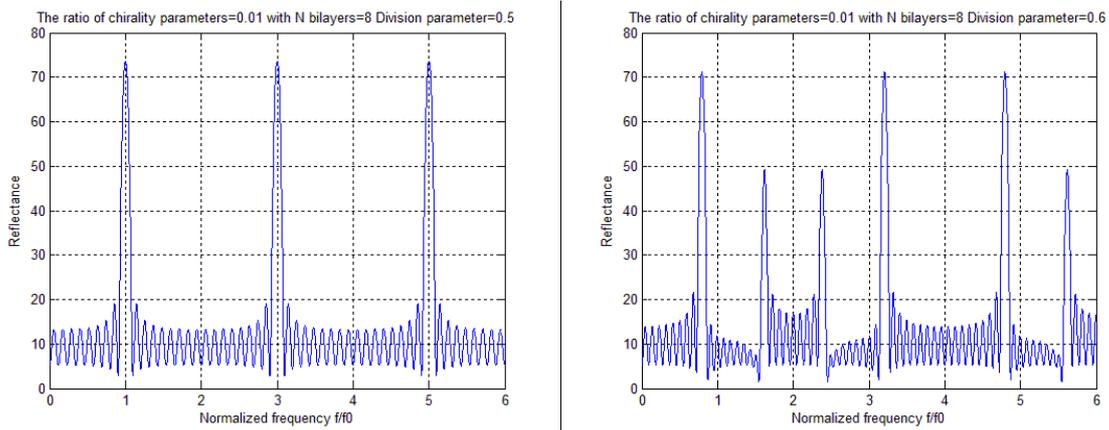


Figure III.5.b : Réflectivité en fonction de la fréquence normalisée en incidence normale pour :
 $n_H = 1.95$ (SiO) et $n_L = 1.38$ (MgF₂)

Commentaire 6 :

Annexe A

Dans ce cas d'étude, où l'on s'est intéressé à la variation de la fréquence, nous obtenons le phénomène inverse par rapport au cas précédent où il était question de la variable λ . Pour cela, il y a seulement apparition de plusieurs fenêtres.

A. 3.4. Effet du paramètre de chiralité

Pour étudier cet effet on a fait appel aux différentes valeurs du rapport des paramètres de chiralité κ_H/κ_L , qui est le rapport entre le paramètre du milieu d'indice fort et le milieu d'indice faible. Les figures ci-dessous représentent l'influence du rapport des paramètres de chiralité sur la réflectivité :

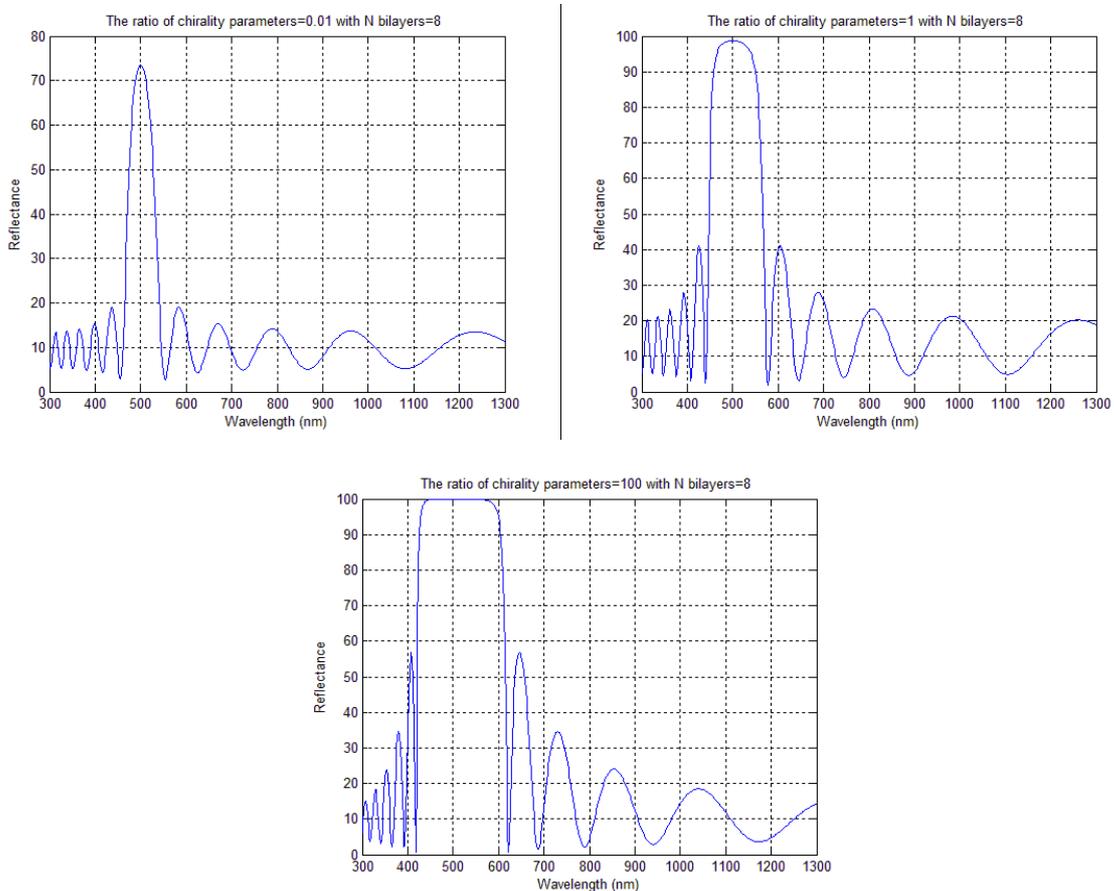


Figure III.6.a : Réflectivité en fonction de la longueur d'onde en incidence normale pour :

$$n_H = 1.95 (\text{SiO}) \text{ et } n_L = 1.38 (\text{MgF}_2)$$

Commentaire 7 :

Annexe A

Pour un dépôt de huit fois la bicouche SiO/MgF₂. Il est à constater selon l'illustration donnée par les figures ci-dessus que l'amélioration de la réflectivité fonction de λ . Il est bien à noter que pour une valeur du rapport des paramètres de chiralité $\kappa_H/\kappa_L = 0.01$, a permis d'atteindre une réflectivité de 73,54% à la longueur d'onde de 500 nm, et pour $\kappa_H/\kappa_L = 1$ la réflectivité est de 98,69%. Par contre, pour un rapport $\kappa_H/\kappa_L = 100$; la réflectivité a atteint son maximum (100%) dans une gamme de longueurs d'ondes de 418 nm à 624nm. Ces résultats sont concordants avec l'auteur de [19].

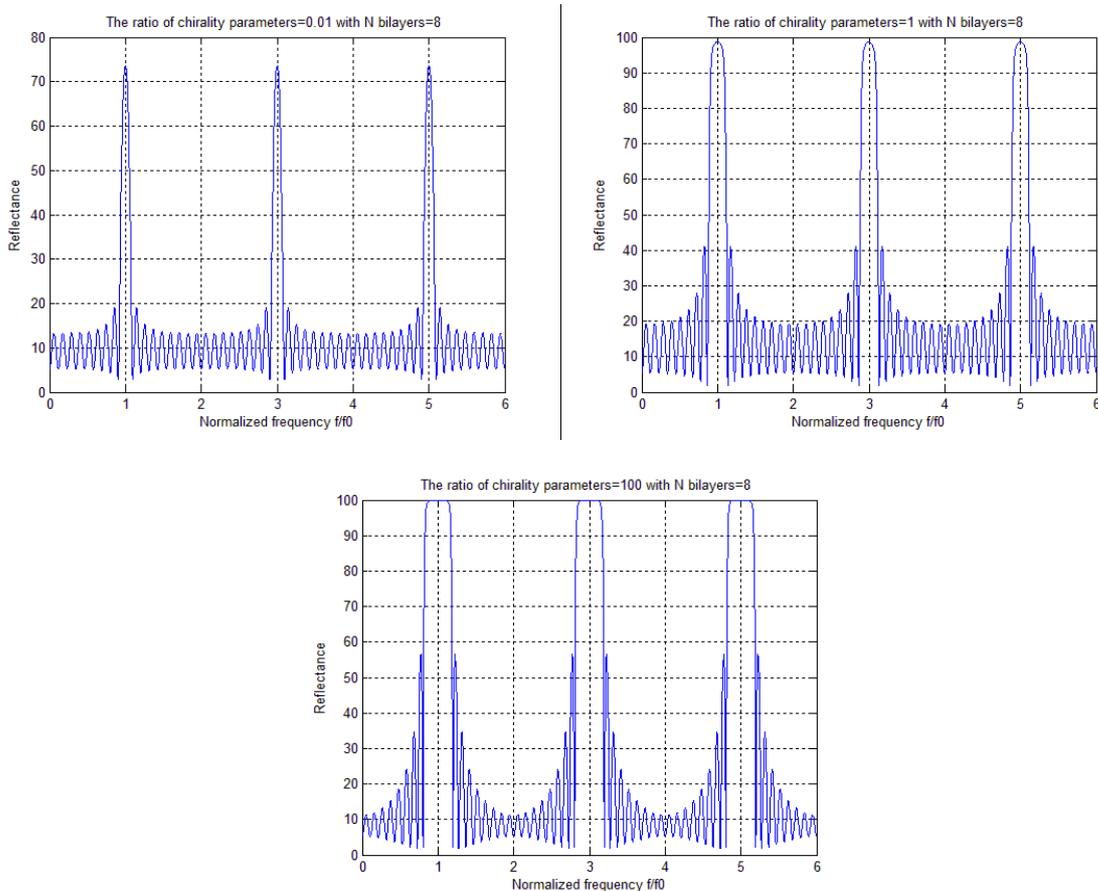


Figure III.6.b : Réflectivité en fonction de la fréquence normalisée en incidence normale pour : $n_H = 1.95$ (SiO) et $n_L = 1.38$ (MgF₂)

Commentaire 8 :

Dans ce cas d'étude, où l'on s'est intéressé à la variation de la fréquence, nous obtenons le phénomène inverse par rapport au cas précédent où il était question de la variable λ . Pour cela, il y a seulement apparition de plusieurs fenêtres.

Annexe A

A.4. Conclusion

D'une façon générale, nous avons présenté les différents paramètres permettant d'optimiser la réflectivité des miroirs multicouches chiraux, parmi eux : le choix des matériaux, le nombre de bicouches, le paramètre de division γ et le rapport des paramètres de chiralité κ_H/κ_L . En effet, le choix des matériaux doit être fait de manière qu'ils aient un contraste d'indice optique important. Le même principe des miroirs interférentiels repose sur un nombre élevé d'interfaces. Ainsi, plus il y a de bicouche favorisant l'amélioration de la réflexion, plus l'intensité totale sera élevée. La diminution de l'épaisseur du matériau lourd au profit de celle du matériau léger permet d'améliorer la réflectivité d'une multicouche. L'optimisation de la réflectivité des multicouches chirales mène à une augmentation du rapport des paramètres de chiralité κ_H/κ_L .

Annexe B

B.1. Équation de Korteweg-de Vries (KdV)

Les solitons sont un type d'ondes non linéaires, qui apparaissent dans de nombreux phénomènes de propagation d'ondes. Ils sont appelés à jouer un rôle important dans les télécommunications [56,57]. Les deux équations bien connues, dont les solutions sont des solitons : l'équation de Korteweg-de Vries et de Schrödinger non linéaire [56,57]. L'équation (KdV) est différentielle et non linéaire, obtenue par Korteweg-de Vries (1845) pour décrire les vagues en faible profondeur [56-57].

B.2. Fenêtres de transmission

Actuellement, les fibres optiques fonctionnent dans trois fenêtres spectrales, définissant donc les gammes d'ondes utilisées en communication optique voir la figure.1 [58]. On distingue les trois fenêtres de transmission suivantes :

- La première fenêtre de 800 nm à 900 nm : l'atténuation est élevée dans cette fenêtre, elle est de l'ordre : 3 dB/Km.
- La deuxième fenêtre s'étend de 1280 nm à 1330 nm : dans cette fenêtre l'atténuation est de l'ordre : 0.33 dB/Km. Où la dispersion chromatique est nulle.
- La troisième fenêtre, qui s'étale de 1525 nm à 1565 nm : est choisie pour toutes les applications modernes.

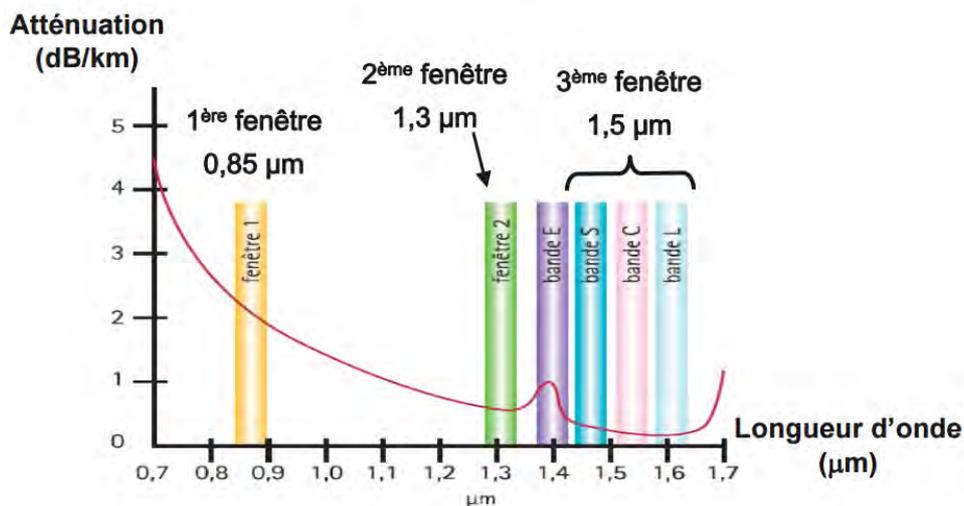


Figure.1 Fenêtres de transmission des fibres en silice [58]

Annexe C

C.1. Effet du paramètre Tellegen et paramètre non linéaire sur la puissance reçue

Après un développement algébrique comme ce du chapitre III nous mène à l'équation de Schrödinger non linéaire sur l'amplitude du champ le long de la fibre à cœur biisotrope non réciproque :

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \phi(z,t) + \beta_1 \frac{\partial}{\partial t} \phi(z,t) - j \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi(z,t) - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3}{\partial t^3} \phi(z,t) \right) = j \alpha_{\text{Tellegen}} \phi(z,t) - j \rho |\phi(z,t)|^2 \phi(z,t) \quad (1)$$

Avec:

$$\beta_1 = \left(1 - \frac{\mu_0 \varepsilon_0}{\mu \varepsilon} \gamma^2 \right) \frac{1}{v_g}, \quad \beta_2 = \left(1 - \frac{\mu_0 \varepsilon_0}{\mu \varepsilon} \gamma^2 \right) k'', \quad \beta_3 = \left(1 - \frac{\mu_0 \varepsilon_0}{\mu \varepsilon} \gamma^2 \right) k''', \quad \alpha_{\text{Tellegen}} = \frac{k_0^2 \gamma^2}{2k}$$

$$\rho = \frac{\left(\omega_0^2 \mu \varepsilon_{\text{Kerr}} - k^2 \gamma_{\text{Kerr}}^{\text{Tellegen}} \left(\gamma + \frac{k_0}{k} \right) \right)}{(2k)^3}$$

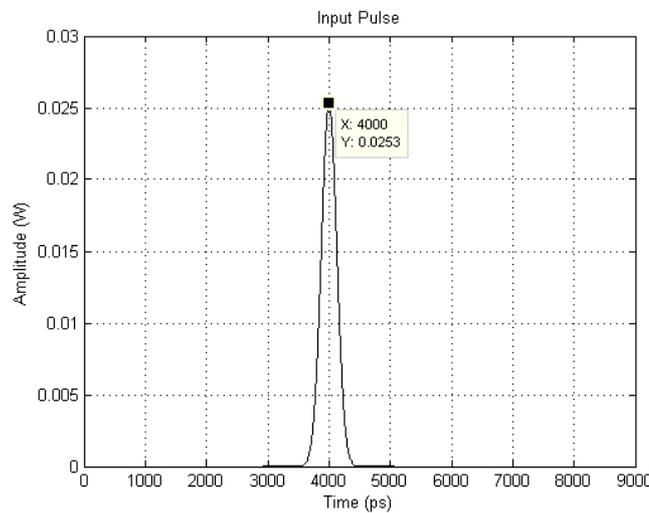
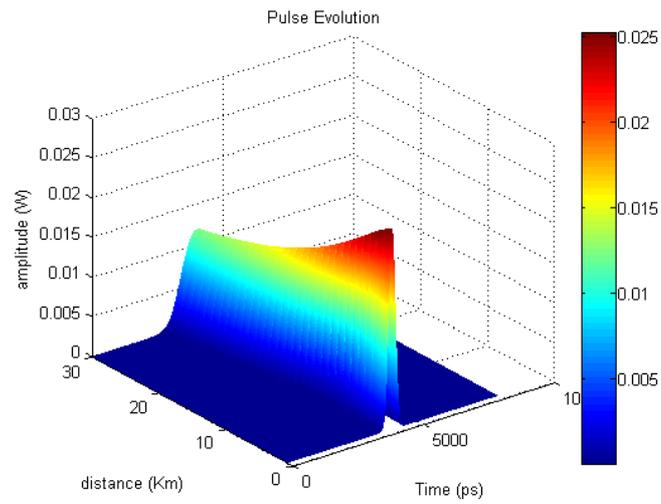
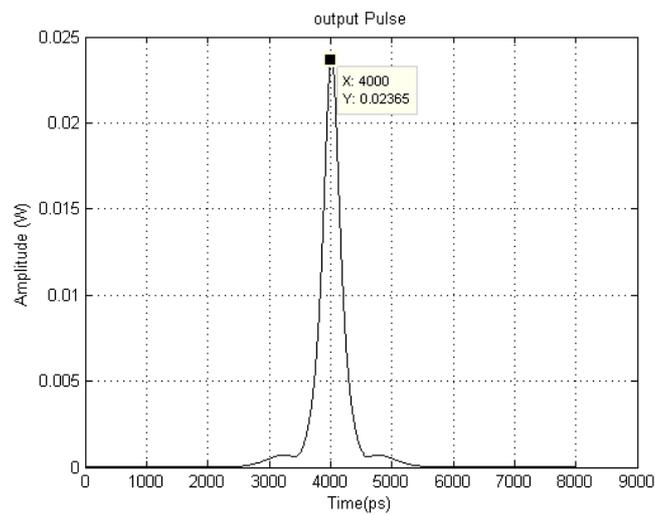


Figure. C.1. Impulsion d'entrée

Annexe C



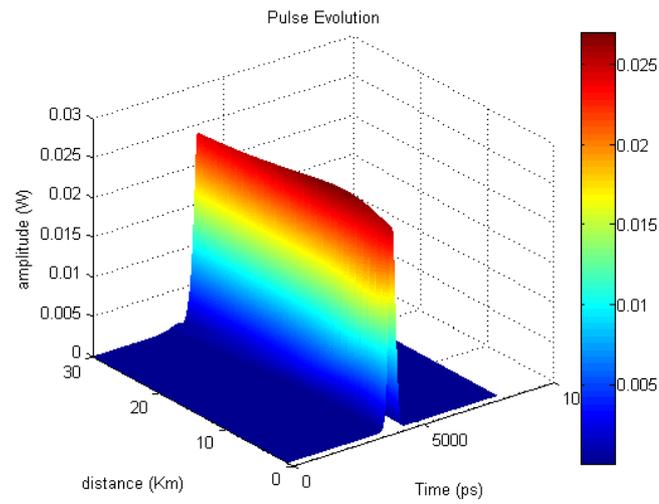
(a)



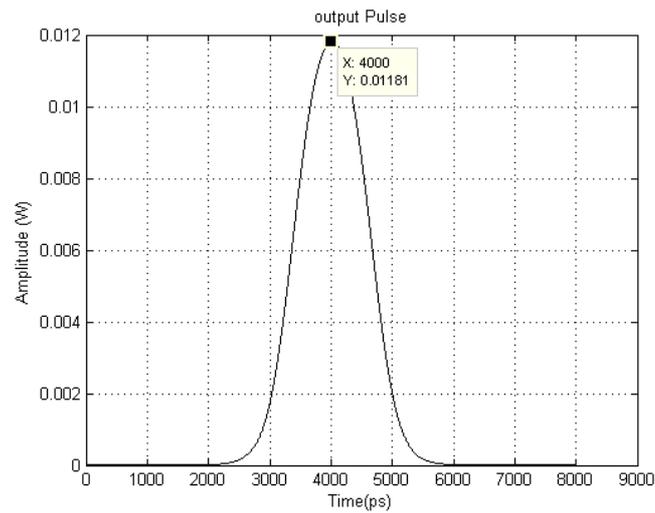
(b)

Figure. C.2. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion dans la fibre optique biisotrope $\mu_r = 1.4, \varepsilon_r = 5.2, \gamma = 0.3, \gamma_{Kerr}^{Tellegen} = 2.78 \times 10^{-17}$ (b). Résultat numérique de l'impulsion à la sortie après 30 km.

Annexe C



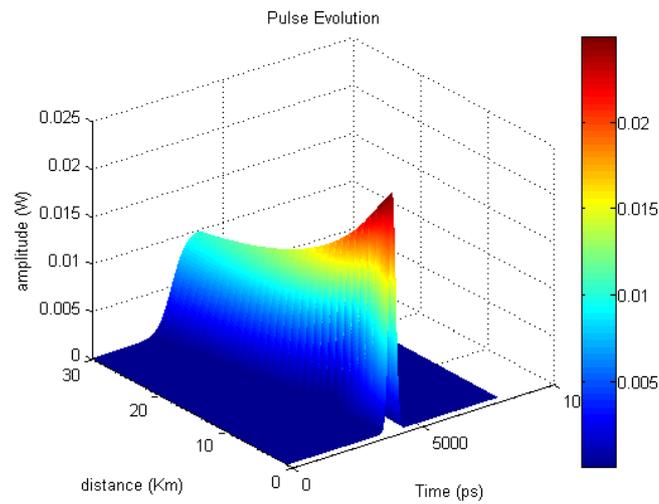
(a)



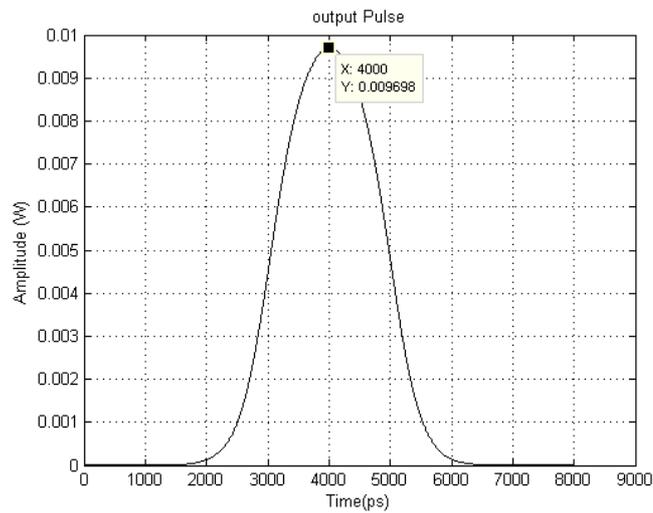
(b)

Figure. C.3. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion dans la fibre optique biisotrope $\mu_r = 1.4, \varepsilon_r = 5.2, \gamma = 0.3, \gamma_{Kerr}^{Tellegen} = 2.78 \times 10^{-18}$ (b). Résultat numérique de l'impulsion à la sortie après 30 km.

Annexe C



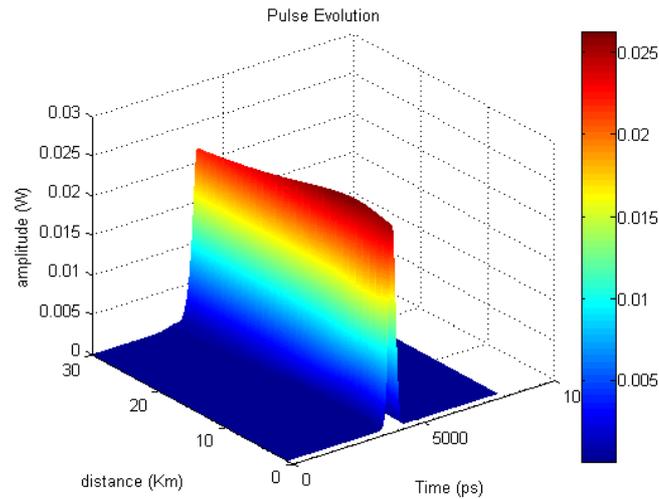
(a)



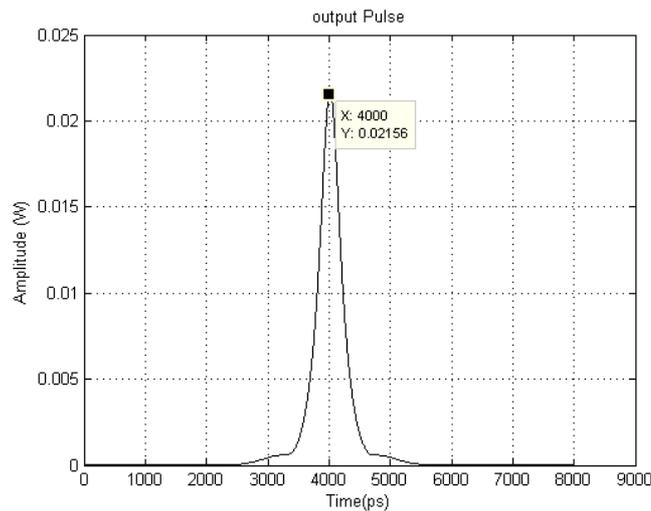
(b)

Figure. C.4. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion dans la fibre optique biisotrope $\mu_r = 1.4$, $\varepsilon_r = 5.2$, $\gamma = 0.5$, $\gamma_{Kerr}^{Tellegen} = 2.78 \times 10^{-17}$ (b). Résultat numérique de l'impulsion à la sortie après 30 km.

Annexe C



(a)



(b)

Figure. C.5. (a). Simulation numérique de l'évolution de l'impulsion dans la fibre optique biisotrope $\mu_r = 1.4$, $\varepsilon_r = 5.2$, $\gamma = 0.5$, $\gamma_{Kerr}^{Tellegen} = 2.78 \times 10^{-18}$ (b). Résultat numérique de l'impulsion à la sortie après 30 km.

C.2. Les commentaires

En conclusion à cette étude :

L'augmentation de l'effet de la non linéarité diminue l'amplitude et augmente la variation temporelle de la pulsation et vice versa.

Annexe C

L'augmentation de l'effet de la non réciprocité diminue l'amplitude et augmente la variation temporelle de la pulsation et vice versa.

Mais l'influence de la non linéarité est plus instantanée que celle de la non réciprocité

Lorsque le paramètre de la non réciprocité γ et celui de la non linéarité γ^{Ker} sont minimaux l'atténuation de la puissance devient maximale

Par conséquent il sera plus intéressant, lors des applications (ex post constraint) de prendre en considération les valeurs minimales du paramètre de la non réciprocité γ et celle de la non linéarité γ^{Ker} afin que l'atténuation de la puissance soit maximale.

Références
Bibliographiques

Références Bibliographiques

- [1] Rachid Oussaid. Modélisation des matériaux, influence de la microstructure sur le comportement fréquentiel. Thèse de doctorat en électronique appliquée, Université des sciences et de la technologie Houari Boumedienne, Algérie, 2004.
- [2] Abdelbaki Cherouana. Modélisation des structures de transmission en optique cas des matériaux isotropes et chiral bianisotropes. Mémoire de magister en optique, Université Constantine I, Algérie, 2009.
- [3] José Philippe Pérez, Robert Carles, Robert Fleckinger, Electromagnétisme fondements et applications ,4ème édition, DUNOD 2002.
- [4] Paul Iorrain, Dale R. Corson, François Iorrain, Les phénomènes électromagnétiques, DUNOD 2000
- [5] Laureen Mangot. Spectroscopie ultra-rapide de l'activité optique de molécules chirales , Thèse de doctorat en physique. Université de Strasbourg, France, 2011.
- [6] Claire Niezborala. Une nouvelle technique de mesure du dichroïsme circulaire, premiers pas vers l'étude du repliement de polypeptides modèles. Thèse de doctorat, école polytechnique de Palaiseau, France, 2008.
- [7] Margineda, J., García-Collado, A. J., Martín, E., Molina-Cuberos, G. J., and Núñez, M. J. (2012). Electromagnetic Characterization of Chiral Media. INTECH Open Access Publisher.
- [8] Richard Thaillet, 'Optique physique ', Edition De Boeck, Belgique, 2006.
- [9] http://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Circular_dichroism.png
- [10] Ougier, S., Chenerie, I., Sihvola, A., and Priou, A. (1994). Propagation in bi-isotropic media: effect of different formalisms on the propagation analysis. Progress in Electromagnetics Research, 9, 19-30.
- [11] Sihvola, A. H. and I. V. Lindell. (1990). Chiral Maxwell Garnett mixing formula, Electronics Letters, 26 (2), 118–119.
- [12] Sihvola, A. H. and I. V. Lindell. (1991). Bi-isotropic constitutive relations. Micro. Opt. Tech. Lett., 4 (3), 391–396.
- [13] Tamayama, Y., Sugiyama, K., Kitano, M., and Nakanishi, T. (2011). No-reflection phenomena for chiral media. INTECH Open Access Publisher.
- [14] Bassiri, S., Papas, C. H., and Engheta, N. (1988). Electromagnetic wave propagation through a dielectric–chiral interface and through a chiral slab. JOSA A, 5(9), 1450-1459.
- [15] Li, Z., Caglayan, H., Colak, E., Zhou, J., Soukoulis, C. M., and Ozbay, E. (2010). Coupling effect between two adjacent chiral structure layers. Optics express, 18(6), 5375-5383.
- [16] Huang, Y. Y., Dong, W. T., Gao, L., and Qiu, D. W. (2011). Large positive and negative lateral shifts near pseudo-Brewster dip on reflection from a chiral metamaterial slab. Optics express, 19(2), 1310-1323.

Références Bibliographiques

- [17] Kwon, D. H., Werner, D. H., and Kildishev, A. V. Optical Chiral Negative-Index Metamaterial Design Do-Hoon Kwon, Douglas H. Werner, Alexander V. Kildishev, Vladimir P. Drachev, and Vladimir M. Shalaev Department of Electrical Engineering The Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA.
- [18] Zhao, R., Koschny, T., and Soukoulis, C. M. (2010). Chiral metamaterials: retrieval of the effective parameters with and without substrate. *Optics Express*, 18(14), 14553-14567.
- [18] Dounia Adnane, « Caractéristiques optiques et structurales des couches minces d'oxyde de titane obtenues par voie Sol-Gel », Mémoire de magister en physique, Université de Constantine I, 2005.
- [19] Sabah, C., and Uckun, S. (2006). Mirrors with chiral slabs. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 8(5), 1918-1924.
- [20] Hasnaa Faik-Etienne, Etude de l'implantation ionique dans les miroirs multicouches Mo/Si, application aux optiques diffractives, Thèse de doctorat, Institut national des sciences appliquées de Toulouse, France, 2005.
- [21] Jaggard, D. L., Mickelson, A. R., and Papas, C. H. (1979). On electromagnetic waves in chiral media. *Applied physics*, 18(2), 211-216.
- [22] Pelet, P., and Engheta, N. (1990). The theory of Chirowaveguides. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 38(1), 90-98.
- [23] Cabeceia, A. C, Barba, I., and Represa, J. (2004). A 2D- TLM model for electromagnetic wave in Tellegen media. *Micro. Opt. Tech. Lett.*, 40 (5), 438-441
- [24] Cabeceia, A. C, Barba, I., and Represa, J. (2005). A 2D- TLM model for electromagnetic wave in chiral media. *Micro. Opt. Tech. Lett.*, 46 (2), 180-182.
- [25] Hillion, P. (1993). Electromagnetism in anisotropic chiral media. *Physical Review E*, 47 (4), 2868.
- [27] Li, L. W. and W. Y. Yin, Complex media, *Encyclopedia of RF and Microwave Engineering*, 2005.
- [28] Courtois, J. Y. (1996). Optique non linéaire. In collection de la Société Française d'optique (Vol. 4, pp. 87-172). EDP Sciences.
- [29] Sanchez, F. Optique non-linéaire: cours et problèmes résolus. Ellipses, 1999.
- [30] Persoons, A. (2011). Nonlinear optics, chirality, magneto-optics: a serendipitous road [Invited]. *Optical Materials Express*, 1(1), 5-16.
- [31] Haddad, M., Jonsson, F., Frey, R., and Flytzanis, C. (2000). Nonlinear optical gyrotropy. *Nonlinear Optics-Reading-*, 23(3/4), 251-268.
- [32] Yariv, A. and P. Yeh, *Optical Waves in Crystal*, John Wiley and Sons, New York, 1984.

Références Bibliographiques

- [33] Liaskos, K. B., Stratis, I. G., and Yannacopoulos, A. N. (2009). A priori estimates for a singular limit approximation of the constitutive laws for chiral media in the time domain. *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, 355(1), 288-302.
- [34] Stratis, I. G., and Yannacopoulos, A. N. (2004). Electromagnetic fields in linear and nonlinear chiral media: a time-domain analysis. In *Abstract and Applied Analysis* (Vol. 2004, No. 6, pp. 471-486). Hindawi Publishing Corporation.
- [35] Rajan, M. M., Mahalingam, A., and Uthayakumar, A. (2012). Nonlinear tunneling of nonautonomous optical solitons in combined nonlinear Schrödinger and Maxwell–Bloch systems. *Journal of Optics*, 14(10), 105204.
- [36] Li, J., Jin, L., Li, L., and Li, C. (2006). Bandgap separation and optical switching in nonlinear chiral photonic crystal with layered structure. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 18(11), 1261-1263.
- [37] Boyd, R. W., Sipe, J. E., and Milonni, P. W. (2004). Chirality and polarization effects in nonlinear optics. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 6(3), S14.
- [38] Hayata, K., and Koshiba, M. (1995). Chiro-solitons: unique spatial solitons in chiral media. *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 43(8), 1814-1818.
- [39] Cheng, D. (2004). Nonlinear waves in doped material with uniaxial electrical-magnetic coupling. *Progress In Electromagnetics Research*, 46, 189-202.
- [40] Romain DUBOSCQ. Analyse et simulation d'équations de Schrödinger déterministes et stochastiques. Applications aux Condensats de Bose-Einstein en rotation. Thèse de doctorat en Mathématiques Appliquées, Université de Lorraine, France, 2013.
- [41] Mezache, Z., and Benabdelaziz, F. (2015). Rigorous Approach of the Constitutive Relations for Nonlinear Chiral Media. *Progress In Electromagnetics Research Letters*, 52, 57-62.
- [42] Gao X-Y. (2015). Variety of the cosmic plasmas: general variable-coefficient Korteweg-de Vries- Burgers equation with experimental/observational support. *Europhys.Lett.* 110:15002.
- [43] Zhen H-L, Tian B, Wang Y-F. (2015). Soliton solution and chaotic motions of the Zakharov equation for the Langmuir wave in the plasma. *Phys. Plasmas*. 22:1–9.
- [44] Sun W-R, Tian B, Jiang Y. (2015). Optical rogue waves associated with the negative coherent coupling in an isotropic medium. *Phys. Rev. E*. 91:023205.
- [45] Wang Y-F, Tian B, Wang M. (2015). Solitons via an auxiliary function for an inhomogeneous higher-order nonlinear Schrödinger equation in optical fiber communications. *Nonlinear Dyn*. 79:721–729.
- [46] Gao X-Y. (2015). Incompressible-fluid symbolic computation and bäcklund transformation: (3+1)-dimensional variable-coefficient boiti–leon–manna–pempinelli model. *Z. Naturforsch. A*. 70:59–61.

Références Bibliographiques

- [47] Gao X-Y. (2015). Comment on “Solitons, bäcklund transformation, and lax pair for the $(2 + 1)$ -dimensional Boiti–Leon–Pempinelli equation for the water waves. *J. Math. Phys.* 56:014101.
- [48] Gao X-Y (2015). Bäcklund transformation and shock-wave-type solutions for a generalized $(3+1)$ -dimensional variable-coefficient B-type Kadomtsev–Petviashvili equation in fluid mechanics. *Ocean Eng.* 96, 245–247.
- [49] Zamorano, M., and Torres-Silva, H. (2000). Schrödinger equation for a Fiber chiral. *Journal Mexicana Physics.* 46, 62-66.
- [50] Torres-Silva, H., and Lucero, M. Z. (2004). Non-linear polarization and chiral effects in birefringent solitons. *Pramana*, 62(1), 37-52.
- [51] Tsouria ZENDAGUI. Propagation d’impulsions picosecondes et femtoseconde dans les fibres optiques non linéaires et dispersives conventionnelles et a cristaux photoniques. Thèse de doctorat en Physique Théorique, Université Abou-Bekr Belkaïd de Tlemcen, Algérie, 2013.
- [52] Sinkin VO, Holzlöhner R, Zweck J (2003). Optimization of the split-step fourier method in modeling optical-fiber communications systems. *J. Lightwave Technol.* 21, 61–68.
- [53] Siddamal, S. V., Banakar, R. M., and Jinaga, B. C. (2011). Split Step Method in the Analysis and Modeling of Optical Fiber Communication System. In *Advances in Computing, Communication and Control* (pp. 254-261). Springer Berlin Heidelberg.
- [54] Agrawal, G. Non linear fiber optics. California (CA): Academic Press (1995).
- [55] Mezache, Z., and Benabdelaziz, F. (2015). Study of chiroptical fiber nonlinearities with new formulation of constitutive equations. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 29 (16), 2257-2268.
- [56] Miranville, A., and Temam, R. (2002). Modélisation mathématique et mécanique des milieux continus (Vol. 18). Springer Science and Business Media.
- [57] Brauer, K. (2000). The Korteweg-de Vries equation: history, exact solutions, and graphical representation. University of Osnabrück/Germany1.
- [58] Ahmed OUADGUI Contrôle de la dispersion chromatique dans les fibres optiques à cristaux photoniques à profil d’indice non standard. Mémoire de Master. Université Abd El Malek Assaadi. Maroc, 2010.
- [59] BERNOUX ,F., PIEL,J. , CASTELLON , B.,DEFRA NOUX, C., LECAT, J.H.,BOHER , P, et STEHLE, J. L. (2003). Ellipsométrie Théorie. *Technique de l’ingénieur. Mesure et Contrôle*, (R6490), R6490-1.
- [60] Hiroyuki Fujiwara. (2007). Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications. Johan Wiley and Sons.
- [61] Serge Huard. (1993). Polarisation de la lumière. Elsevier-Masson.

Résumé

Les milieux chiraux présentent un intérêt majeur dans la recherche scientifique. Leurs caractéristiques ont données naissance à de nouvelles applications stupéfiantes. Dans notre recherche nous nous sommes intéressés aux effets de la chiralité en transmission; et les propriétés spécifiques à cette dernière, tels que : son pouvoir rotatoire, son dichroïsme circulaire et ses effets non linéaires.

Notre travail a été scindé en quatre parties :

Dans **la première étape**, nous avons calculé et effectué une étude comparative entre les différents formalismes utilisés pour définir les influences des milieux biisotropes, ainsi que les milieux chiraux sur les caractéristiques de la dispersion modale. Un programme Matlab a été élaboré afin de confirmer ces caractéristiques. **La deuxième partie** porte sur une nouvelle approche mathématique, qui a été proposée pour la mise en valeur de l'effet non linéaire dans un milieu chiral, du à sa magnétisation sous l'effet d'un champ électrique fort. Cependant les milieux chiraux présentent un couplage entre les quantités électriques et magnétiques. Ceci se traduit au niveau des équations constitutives par le fait que les vecteurs de polarisation et magnétisation dépendent à la fois des champs électrique et magnétique.

La troisième partie est une étude théorique d'une impulsion lumineuse se propageant dans une fibre chiroptique, selon la considération de l'effet Kerr. En effet, les nouveaux effets de chiralité sont caractérisés par notre formalisme proposé, pour mettre en évidence l'effet non linéaire dans un milieu chiral, qui est du à la magnétisation sous l'influence d'un champ électrique intense. Cependant, nos simulations sous l'environnement Matlab sont basées sur la méthode de Fourier Split-Step pour la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire. Cette dernière est l'une des méthodes pseudo spectrales les plus utilisées pour étudier la propagation des impulsions dans les milieux, non linéaires et dispersifs. Les résultats obtenus et présentés dans ce chapitre illustrent l'effet du paramètre de la chiralité non linéaire qui devient le facteur clé pour estimer la dispersion non linéaire des fibres chiroptiques.

Dans **la quatrième partie**, notre travail pratique, effectuée au sein du laboratoire de Recherche à l'Institut Lumière et Matière, Université Lyon1, porte sur la caractérisation des structures chiroptiques par la spectroscopie ellipsométrique afin de pouvoir mesurer le terme de couplage des modes TE et TM par réflexion sur une surface chirale. On propose un nouveau montage basé sur le calcul selon le formalisme Stokes-Mueller, Où nous avons montré comment déterminer les éléments de chiralité relatifs aux différentes configurations possibles de ce montage.

Les mots clés: milieu chiral non linéaire, les fibres chiroptiques, l'équation de Schrödinger non linéaire, spectroscopie ellipsométrique.

المخلص

إن وسائط عَدَمُ التَّنَاطُرِ المِرَائِيَّ (Chiral) ذات أهمية كبرى في مجال البحث العلمي. أدت خصائصها إلى ميلاد تطبيقات جديدة مذهشة. في بحثنا قمنا بدراسة آثارها في انتقال الأمواج الكهرومغناطيسية؛ والخصائص المصاحبة لها، مثل الدوران الضوئي لها، وازدواج اللون دائرية والتأثيرات اللاخطية. تم تقسيم عملنا إلى أربعة أجزاء :

في الجزء الأول، لدينا حساب ودراسة مقارنة بين الصيغ المختلفة المستخدمة لتحديد تأثيرات الوسائط ثنائية النظير، والوسائط المراوانة على خصائص التشتت. وتم وضع برنامجا (Matlab) لتأكيد هذه الخصائص .

الجزء الثاني يتعلق بالمنهج الرياضي الجديد، الذي اقترح لقيمة تأثير غير الخطية وضع لوسط (Chiral) ، بسبب أن المغنطة لها تحت تأثير مجال كهربائي قوي. لأن الوسائط (Chiral) لها اقترانا بين الكميات الكهربائية والمغناطيسية. هذه النتائج في المعادلات التأسيسية في هذا الاستقطاب والمغنطة تعتمد على كل من المجالات الكهربائية والمغناطيسية.

الجزء الثالث هو دراسة النظرية لنبض الضوء نشر في الألياف البصرية (Chiroptique) ، وفقا للنظر في تأثير كبير. في الواقع، تتميز آثار جديدة لوسائط متباينة (Chiral) لدينا الشكلية المقترحة، لتسليط الضوء على تأثير غير الخطية في بيئة مراوان، التي من المقرر أن مغنطة تحت تأثير مجال كهربائي شديد. ومع ذلك المحاكاة لدينا حسب اللغة البرمجة (Matlab) يستند على طريقة (Split Step Fourier) من أجل حل معادلة شرود نغر (Schrödinger) غير الخطية.

وهذه الأخيرة هي واحدة من الطرق الشبه الطيفية الأكثر استخداما لدراسة انتشار نبض في وسائل الإعلام، غير الخطية والتشتت. النتائج التي تم الحصول عليها والواردة في هذا الفصل توضح التأثيرات الغير الخطية لمعامل التباين (Chiralité) يصبح عاملا رئيسيا لتقدير في الألياف البصرية (Chiroptique) التشتت وغير الخطية.

في الجزء الرابع، قام نشاطنا العملي في المختبر للبحوث في معهد البصرييات والمادة، جامعة ليون 1، يركز على توصيف الهياكل الطيفي (Ellipsométrie) لقياس آثار الوسائط المتباينة على المدى اقتران انعكاس TM / TE على سطح مراوان. نقترح التجمع الجديد القائم على الحساب وفقا لصيغة (Mueller-Stokes) ، حيث أظهرنا كيفية تحديد العناصر التباين (Chiral) لمختلف التشكيلات الممكنة.

الكلمات المفتاحية: وسائط عَدَمُ التَّنَاطُرِ المِرَائِيَّ، الألياف البصرية ذات التباين، معادلة شرود نغر، الهياكل الطيفي.

Abstract

The chiral media have a major interest in scientific research. Their characteristics have given rise to new amazing applications. In our research we studied the effects of chirality in transmission; and the specific properties thereto, such as its optical rotation, the circular dichroism and nonlinear effects.

*Our work was divided into four parts: In **the first part**, we have calculated and made a comparative study between different formalisms used to define the influences of biisotropes environments, and the chiral environments on the characteristics of the modal dispersion. Matlab program was developed to confirm these characteristics.*

*The **second part** relates to a new mathematical approach, which was proposed for the value of the nonlinear effect setting in a chiral environment, due to its magnetization under the effect of a strong electric field. However chiral media have a coupling between electric and magnetic quantities. This results in the constitutive equations in that the polarization and magnetization vectors depend on both the electric and magnetic fields.*

*A theoretical study of a light pulse propagating in a chiroptical fiber considering with Kerr effect is presented in **the third part**. The novel effects of chirality are characterized through our proposed formalism, to highlight the nonlinear effect in a chiral medium, which is due to the magnetization vector under the influence of a strong electric field. These simulations are based on the Split-Step Fourier method for solving the nonlinear Schrödinger equation. The latter is one of the most used pseudo-spectral methods to study the propagation of pulses in media, nonlinear and dispersive. The obtained results presented in this paper illustrate nonlinear chirality parameter that becomes the key factor to estimate chiroptical fiber dispersion and nonlinearity.*

*In **the fourth part**, our practical work carried out in the laboratory of Research at the Institute of Light and Matter, Lyon 1 University, focuses on the characterization of the structures chiroptical with ellipsometry spectroscopy to measure the coupling term TM/TE reflection on a chiral surface. We propose a new assembly based on the calculation according to the Stokes-Mueller formalism, where we showed how to determine the chirality elements for the various possible configurations of this assembly.*

Key words: *the nonlinear chiral media, the chiroptical fiber, the Schrödinger equation, ellipsometry spectroscopy.*