

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique  
Université 8Mai 1945 – Guelma  
Faculté des sciences et de la Technologie  
Département d'Electronique et Télécommunications



**Mémoire de fin d'étude  
pour l'obtention du diplôme de Master Académique**

Domaine : **Sciences et Technologie**  
Filière : **Télécommunications**  
Spécialité : **Systemes des Télécommunications**

---

**Filtrage biréfringent interférentiel : Application à la  
compensation de la dispersion chromatique**

---

Présenté par :

**Djeroud Irsal**

**Benzine Meryem**

Sous la direction de :

Dr. HALASSI Abderezzaq

Juillet 2021

# Remerciements

*Nous remercions en premier lieu le grand Dieu le tout puissant qui nous a éclairé le bon sentier et de nous avoir accordé la puissance, la volonté et la santé pour terminer l'achèvement de ce modeste travail.*

*Nos remerciements s'adressent tout d'abord à notre encadreur Mr. HALASSI Abderezzaq, Docteur à l'université 8 mai 1945 de Guelma, pour ses conseils, et sa confiance et son soutien.*

*Nous remercions sincèrement monsieur Driouche Youcef, Doctorant à l'université 8 mai 1945 de Guelma, pour sa disponibilité, son attention, sa générosité scientifique et pour ses conseils très importants durant toute la période de cette recherche qui nous a beaucoup aidé.*

*Les mêmes expressions de reconnaissance vont également au président de jury et aux membres de jury d'avoir accepté de juger notre travail.*

*Nous remercions sincèrement tous les professeurs de Département 'd'Electronique et Télécommunications' pour les informations riches et pertinentes qu'ils nous ont donné tout au long de notre carrière universitaire*

*Nous adressons nos remerciements à nos familles pour leur soutien moral et financier ainsi leurs conseils , et à tous notre amis et toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à construire ce travail, même par un petit sourire d'encouragement.*

# *Dédicace*



*C'est avec une grande joie que nous dédions ce modeste travail, fruit de  
notre étude en exprimant notre profonde gratitude à tous notre proches,*

*particulièrement :*

*Nos chères familles pour leurs encouragement et sacrifices*

*A tous nos amis*

*A tous qui nous aidé de près ou de loin*

*Djeroud Irsal*

*Benzine Meryem*

---

## **Résumé :**

Le travail présenté dans ce mémoire a pour objectif d'appliquer un filtre biréfringent interférentiel (un égaliseur) dans la compensation de la dispersion chromatique, avec l'utilisation des lames cristaux, pour cela il faut d'abord trouver la fonction de transfert du filtre, cette dernière est basée sur le formalisme de Jones. La réponse impulsionnelle de tels filtres peut être contrôlée par les déphasages et l'orientation des angles des différents éléments de la structure. La méthode de PSO (Particle Swarm Optimisation) permet de faire l'optimisation et retrouve l'angle de rotation optimal pour notre problématique avec la minimisation des erreurs. Les résultats obtenus sont convenables.

**Mots-clés :** Filtre biréfringent interférentiel, Lames cristaux, Formalisme de Jones, un égaliseur.

## **Abstract :**

The aim of the work presented in this thesis is to apply a interference birefringent filter (an equalizer) in the compensation of chromatic dispersion, with the use of crystal plates, for this it is first necessary to find the filter transfer function, the latter is based on Jones formalism. The impulse response of such filters can be controlled by the phase shifts and the orientation of the angles of the various elements of the structure. The PSO (Particle Swarm Optimization) method allows optimization and finds the optimal angle of rotation for our problem with error minimization. The results obtained are appropriate.

**Keywords :** Birefringent filter, Crystal plates, Jones formalism, equalizer.

## **ملخص:**

الهدف من العمل المقدم في هذه الأطروحة هو تطبيق مرشحات ثنائية الانكسار (معادل) في تعويض التشتت اللوني، باستخدام الألواح الكريستالية ، لذلك من الضروري أولاً العثور على دالة نقل الفلتر ، وهذا الأخير يعتمد على تشكيلات جونز. يمكن التحكم في الاستجابة النبضية لمثل هذه المرشحات من خلال تحولات الطور وتوجيه زوايا العناصر المختلفة للهيكل. تسمح طريقة (تحسين حشد الجسيمات) بالتحسين والعثور على زاوية الدوران المثلى لمشكلتنا مع تقليل الخطأ. النتائج التي تم الحصول عليها مناسبة.

**الكلمات الرئيسية:** مرشح مستقطب، الألواح الكريستالية ، تشكيلات جونز، المعادل.

# Table des matières

<b>Remerciements</b> .....	i
<b>Dédicace</b> .....	ii
<b>Résumé</b> .....	iii
<b>Table des matières</b> .....	iv
<b>Liste des figures</b> .....	vii
<b>Liste des tableaux</b> .....	ix
<b>Liste des acronymes et des abréviations</b> .....	x
<b>Introduction Générale</b> .....	01

## Chapitre I : Généralités sur la Fibre optique

I.1 Introduction.....	05
I.2 Historique.....	05
I.3. Avantages des fibres optiques.....	07
I.4. Différents types de fibres optiques.....	08
I.4.1. Fibres multimodes.....	08
I.4.1.1. Fibre multimode à saut d'indice.....	08
I.4.1.2. Fibre multimode à gradient d'indice.....	09
I.4.2. Fibre optique monomode.....	09
I.5. Phénomènes liés à la propagation dans la fibre optique.....	11
I.5.1. Effets linéaires.....	11

I.5.1.1. Atténuation.....	11
I.5.1.2. Dispersion.....	12
I.5.1.3. Autres pertes de la fibre optique.....	14
I.5.2. Effets non linéaires dans la fibre optique.....	16
I.5.2.1. Effet de Kerr.....	16
I.5.2.2. Effet Brillouin et effet Raman.....	17
I.6. Conclusion.....	18

## **Chapitre II : Filtrage interférentiel en polarisation**

II.1 Introduction .....	20
II.2. Phénomène de Polarisation.....	20
II.2.1. Qu'est ce que la lumière.....	21
II.2.2. Représentation algébrique des états de polarisation .....	21
II.3. Milieu anisotrope.....	23
II.4. Biréfringence.....	25
II.4.1. Eléments biréfringents.....	26
II.4.1.1 Polariseur et analyseur.....	26
II.4.1.2 lame biréfringente.....	27
II.5. Formalisme mathématique.....	30
II.5.1. Formalisme de Jones.....	30
II.5.1.1. Définition.....	30
II.5.1.2. Vecteur de Jones.....	30

II.5.1.3. Matrice de Jones d'une lame biréfringente.....	32
II.5.2. Formalisme de Stokes.....	32
II.5.2.1. Cas d'une onde totalement polarisée.....	34
II.5.2.2. Cas d'une onde non polarisée.....	35
II.5.2.3. Cas d'une onde partiellement polarisée.....	36
II.6. Intensité à la sortie d'une lame biréfringente entre polariseur/analyseur.....	36
II.7. Conclusion.....	37

### **Chapitre III : Compensation de la dispersion chromatique**

III.1. Introduction.....	39
III.2. Dispersion chromatique.....	39
III.3. Méthode de synthèse d'un égaliseur biréfringent.....	40
III.3.1. Simulation.....	44
III.3.1.1 Influence de l'angle de rotation sur la transmittance et la phase de l'égaliseur.....	44
III.3.1.2. Angle de rotation optimal.....	46
III.3.1.3. Compensation de la dispersion chromatique par un filtre de phase biréfringent.....	49
III.4. Conclusion.....	52
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>53</b>
<b>Liste des références.....</b>	<b>55</b>
<b>Annexes.....</b>	<b>58</b>

**Chapitre I : Généralités sur la Fibre optique**

Figure I.1 : Fibre multimode à saut d'indice..... 05

Figure I.2 : Fibre multimode à gradient d'indice..... 05

Figure I.3 : Fibre optique monomode à saut d'indice.....06

Figure I.4 : Atténuation linéaire d'une fibre optique monomode SSMF en fonction longueur d'onde.  
Les zones grisées montrent les trois fenêtres optiques d'utilisation centrée à 850 nm,  
1310nm et 1550 nm respectivement..... 08

Figure I.5 : Dispersion chromatique..... 09

Figure I.6 : Variation de diamètre de cœur..... 10

Figure I.7 : Désalignement axial..... 11

Figure I.8 : Désalignement angulaire..... 12

Figure I. 9 : Ecartent de faces..... 12

**Chapitre II : Filtrage interférentiel en polarisation**

Figure II.1 : Etats de polarisation de la lumière..... 19

Figure II.2 : Biréfringence visible a l'œil nue de la calcite..... 20

Figure II.3 : Action d'un polariseur vertical sur une lumière naturelle..... 24

Figure II.4 : Action d'un analyseur..... 24

Figure II.5 : Lame biréfringente entre Polariseur et Analyseur.....25

Figure II.6 : Action d'une lame demi-onde sur une vibration rectiligne..... 26

Figure II.7 : Action d'une lame quart d'onde sur une vibration rectiligne.....26



**Chapitre III : Compensation de la dispersion chromatique**

Figure III.1 : Structure de base de l'égaliseur .....41

Figure III.2 : Transmittance de l'égaliseur  $n = 16$ ,  $\theta = \frac{\pi}{12}$ .....44

Figure III.3 : La phase de l'égaliseur  $n = 16$ ,  $\theta = \frac{\pi}{12}$ .....44

Figure III.4 : Retard de groupe de l'égaliseur  $n = 16$ ,  $\theta = \frac{\pi}{12}$ .....45

Figure III.5 : Transmittance de l'égaliseur  $n = 16$ ,  $\theta = \frac{\pi}{2.75}$ .....45

Figure III.6 : Phase de l'égaliseur  $n = 16$ ,  $\theta = \frac{\pi}{2.75}$ .....45

Figure III.7 : Retard de groupe de l'égaliseur  $n = 16$ ,  $\theta = \frac{\pi}{2.75}$ .....46

Figure III.8 : Transmittance obtenue par la méthode d'optimisation.....48

Figure III.9 : Retard de groupe obtenu par la méthode d'optimisation.....48

Figure III.10 : Transmittance de l'égaliseur .....50

Figure III.11 : Phase de l'égaliseur.....50

Figure III.12 : Retard de groupe de l'égaliseur.....51

Figure III.13 : Égalisation de dispersion à retard de groupe des fibres à dispersion normale (L=100 km).....51

**Chapitre I : Généralités sur la Fibre optique**

Tableau I.1. Comparaison entre les différents types de la fibre optique.....10

**Chapitre II : Filtrage interférentiel en polarisation**

Tableau II.1. Changement de polarisation après traversée des lames  $\lambda/2$  et  $\lambda/4$ .....30

Tableau II.2. Vecteur de Jones pour différent cas de polarisation.....32

## Liste des acronymes et abréviations

---

DCF.....	Dispersion Compensation Fiber
PIR.....	Profil d'indice de Réfraction
MSSI .....	Middle Spa Spectral Inversion
SMF.....	Single-Mode optical Fiber
AWGs.....	Arrayed-Waveguide Gratings
GVD.....	Group Velocity Dispersion
WDM.....	Wavelength Division Multiplexing
e.....	épaisseur de la lame biréfringente
F.....	Fast axis
S.....	Slow axis
$n_o$ .....	Indice de réfraction suivant l'axe ordinaire
$n_e$ .....	Indice de réfraction suivant l'axe extraordinaire
$\Delta n$ .....	La biréfringence de la lame
LASER.....	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
FTTH.....	Fiber to the home (Fibre jusqu'au domicile)
PSO.....	Particle Swarm Optimisation
A.....	Analysuer optique
P.....	Polariseur optique



*Introduction générale*

## *Introduction générale*

---

Depuis l'invention du LASER dans les années 60, les technologies optiques ont connu un essor considérable. En effet, en raison de sa grande pureté spectrale et de la possibilité de moduler des signaux optiques à de grandes fréquences, la lumière LASER devenait un vecteur idéal pour transporter de l'information. Une des suites logiques à l'invention du LASER consistait à transmettre le signal lumineux dans un guide d'onde optique (la fibre optique). Néanmoins, l'utilisation de tels guides d'ondes optiques nécessitait à l'époque de résoudre un certain nombre de problèmes technologiques liés à la fabrication de composants à faible atténuation et à grande bande passante.

Une étape cruciale fût franchie lorsque l'atténuation dans les fibres optiques devient compatible avec les exigences d'un réseau de télécommunication (20 dB/km à 850 nm en 1970 [Corning]). Depuis, des progrès considérables ont été réalisés et des atténuations de 0.2 dB/km sont couramment atteintes dans la fenêtre de longueur d'onde proche de 1550 nm. La fabrication de fibres à faibles pertes fût le point de départ d'une recherche intense du point de vue des réseaux de télécommunication.

Aujourd'hui, le succès remporté par la fibre optique est tel que l'on parle de télécommunications optiques. La course aux débits engendre des efforts de recherche toujours plus importants, nécessite des fibres toujours plus "transparentes" et toujours plus performantes.

Dans cette optique, les chercheurs et les industriels ont tenté de maîtriser les différents phénomènes physiques limitant l'augmentation des débits dans la fibre optique.

En effet, ils sont arrivés à établir une communication dont la liaison est 100% de la fibre optique, c'est ce qu'on appelle les réseaux FTTH qui fournissent un débit très élevé, mais l'augmentation du débit sur les lignes de transmission utilisées présentement a fait de la dispersion chromatique un problème majeur qui perturbe la propagation du signal dans les réseaux de télécommunications optiques. Il est donc impératif de compenser la dispersion cumulée au cours de sa propagation. C'est dans ce cadre que s'inscrivent les travaux de ce mémoire. Le travail de ce mémoire traite donc la compensation de la dispersion chromatique en utilisant le filtrage biréfringent interférentiel est articulé autour de trois chapitres.

Après une introduction situant le travail dans son contexte et balisant les objectifs de ce mémoire, le premier chapitre est consacré, à la présentation d'une part, à la fibre optique, leur type et, d'autre part à aux phénomènes qui limitent la propagation dans ce support de transmission. Les phénomènes physiques qui sont à la base de la technique de filtrage

## *Introduction générale*

---

biréfringent interférentiel ainsi que les modèles mathématiques associés font l'objet du deuxième chapitre de ce mémoire. Dans le troisième chapitre on assiste à une présentation d'une méthode pour la synthèse d'un filtre biréfringent compensateur de dispersion en se basant sur la matrice de Tchebychev et le formalisme de Jones afin d'obtenir les la dispersion voulue.



*CHAPITRE I*

## I.1.Introduction

La fibre optique, de verre très transparent, a révolutionné les télécommunications depuis sa découverte dans les années soixante. L'information n'est plus transmise sous forme électrique mais sous forme lumineuse. Les fibres optiques sont le plus souvent utilisées comme moyen de transmettre de la lumière entre les deux extrémités de la fibre et sont largement utilisées dans les communications par fibre optique, où elles permettent une transmission sur de plus longues distances et à des bandes passantes (débits de données) plus élevées que les câbles électriques. Les fibres sont utilisées à la place des fils métalliques car les signaux les parcourent avec moins de pertes ; de plus, les fibres sont insensibles aux interférences électromagnétiques, un problème dont les fils métalliques souffrent excessivement. Les fibres sont également utilisées pour l'éclairage et l'imagerie, et sont souvent enveloppées dans des faisceaux de sorte qu'elles peuvent être utilisées pour transporter la lumière ou des images hors d'espaces confinés, comme dans le cas d'un fibroscope.

Des fibres spécialement conçues sont également utilisées pour diverses autres applications, dont certaines sont des capteurs à fibre optique et des lasers à fibre. Donc La fibre optique est une innovation relativement récente qui a rapidement pris un rôle prépondérant dans le monde des télécommunications pour sa capacité à véhiculer un grand nombre d'informations sur de longues distances comparativement aux autres supports (câble coaxial, radio etc.).

Mais comme chaque support de transmission, la fibre optique possède des défauts de transmission qui se résument dans les effets linéaires et non linéaires qui influent sur la transmission du signal dans la fibre optique.

## I.2 Historique

L'histoire débuta à l'époque Romaine mais ce fut le premier télégraphe optique inventé dans les années 1790 par le français *Claude Chappe*, qui servit réellement de point de départ au développement de la fibre optique. Pendant tout le 18<sup>ème</sup> siècle, *Chappe* fut relayé par d'autres chercheurs.

Au 19<sup>ème</sup> siècle les physiciens *Daniel Collondo* et *Jacques Badinet* découvrirent en 1840 que la lumière pouvait être guidée dans un matériau offrant un haut degré de réflexion. En 1854, *John Tyndall*, un physicien britannique, démontra que la lumière pouvait se propager à travers un tube d'eau par de multiples réflexions internes.



En 1880, *Alexander Graham Bell* breveta le « photophone », un système de réseau téléphonique optique qui a largement aidé le développement des fibres optiques. La même année, *William Wheeler* inventa un système de « tubes de verres » pour transporter la lumière dans du verre. En 1888, les professeurs *Viennois Roth* et *Reuss* utilisèrent aussi des « tubes en verres » pour illuminer des cavités du corps humain.

Par la suite, *Henry Saint-Rene* utilisa les découvertes précédentes pour guider des images dans des télévisions en 1895. Par ailleurs, un brevet fut appliqué à la découverte de l'américain *David Smith* : il mit au point un bloc d'éclairage dentaire en utilisant une tige en verre incurvée.

Vers 1900, *Hansell* inventa un dispositif pour transmettre des images et des fax grâce à des fibres en verres ou en plastique. Ce dispositif fut breveté en 1926. Ensuite, *Heinrich lamm* fut la première personne à transmettre l'image d'un filament d'ampoule dans un faisceau de fibres de quartz en 1930. Son but était de réussir à observer des parties du corps jusqu'à lors inaccessibles.

En 1955, un étudiant nommé *Larry Curtiss* fut embauché par *Basil Hirschowitz* et *C. Wilbur Peter* pour travailler sur leur projet d'endoscope pour fibre optique. En 1956, *Curtiss* fabriqua les premiers faisceaux de fibres de verre conduisant la lumière et en 1957, *Hirschowitz* utilisa l'endoscope sur un patient.

En 1961, *Elias Snitzer* publia une description théorique de la fibre optique monomode. En 1970, les scientifiques de **Corning Glass Works** développèrent la première fibre optique monomode pouvant être utilisée dans les réseaux de communication.

En 1973, les **laboratoires Bell** développèrent le processus de déposition en phase vapeur modifiée qui est toujours utilisé aujourd'hui pour fabriquer les fibres optiques.

Le premier système de communication téléphonique optique fut testé par les anglais en 1975 puis installé peu après aux **Etats-Unis**.

Vers la fin des années 1970, les compagnies de téléphones repensèrent leurs infrastructures et installèrent de la fibre optique. Au milieu des années 1980, la société **SPRINT** fut entièrement dotée d'un réseau fibre optique.

En 1991, *Desurvire* et *Payne* démontrèrent l'amplification optique. Cette découverte permit la création de l'internet haut débit.

Par la suite, les premiers câbles en fibre optique sous-marins furent développés et installés. On se rappelle par exemple du TPC-5CN qui a été installé dans l'Océan Pacifique en 1996 ou du FLAG en 1997 qui devint le plus long câble réseau du monde.

Aujourd'hui, les secteurs médicaux, informatiques, militaires, de la télécommunication, de l'industrie...etc, utilisent les systèmes de fibre optique pour une large variété d'applications [1].

### I.3. Avantages des fibres optiques [2]

Ils sont nombreux, l'avantage décisif n'étant pas toujours le même suivant l'utilisation envisagée,

#### a) Pertes très faibles

En fonction du type de fibre, l'atténuation du signal peut atteindre environ 0,2 dB/km pour une longueur d'onde de 1,55  $\mu\text{m}$ , et d'environ 0.35 dB/Km à 1,3  $\mu\text{m}$ , ce que correspond à une diminution de la puissance de 50 % après 15 et 8.6 Km respectivement. Cela permet de réaliser des communications optiques sur des distances supérieures à 100 km sans amplification intermédiaire.

#### b) Bande passante très grande

Grâce aux fibres optiques, on peut transmettre des signaux digitaux à 5 Tb/s sur des distances de 1500 km.

#### c) Immunité au bruit

Les fibres optiques sont des isolants. La transmission dans la fibre ne sera donc pas perturbée par des signaux électromagnétiques externes.

#### d) Absence de rayonnement vers l'extérieur

La lumière est confinée à l'intérieur de la fibre optique. Donc, il n'est pas possible de détecter le signal entre l'émetteur et le récepteur ce qui garantit la confidentialité de la communication.

#### e) Absence de diaphonie

Pour la même raison, le problème de la diaphonie (passage du signal d'un câble à un câble voisin), bien connu des communications par câble en cuivre, n'existe pas dans les câbles de fibres optiques.

**f) Isolation électrique**

Comme les fibres optiques sont isolantes, le contact accidentel entre deux fibres ne provoque pas de court-circuit et donc pas de dégâts à l'électronique associée (risque de d'étincelle). Les fibres optiques peuvent donc être installées sans risque dans les atmosphères inflammables.

**g) Résistance aux températures élevées et aux produits corrosifs**

Les fibres de verre résistent mieux aux produits corrosifs que le cuivre. De plus, les fibres en verre peuvent supporter des températures proches de 800°C.

**h) Poids et dimensions réduites**

Le poids très faible des fibres par rapport à un câble en cuivre de la même capacité leur donne un avantage lors de l'installation.

**I.4. Différents types de fibres optiques [3]**

Les fibres optiques peuvent être classées en deux catégories selon leur diamètre et la longueur d'onde utilisée.

**I.4.1. Fibres multimodes**

Les fibres multimodes ont été les premières sur le marché. Elles ont pour caractéristiques de transporter plusieurs modes (trajets lumineux) simultanément. Elles sont utilisées uniquement pour des bas débits et de courtes distances.

**I.4.1.1 Fibre multimode à saut d'indice**

Dans ces types de fibres, le cœur est homogène de diamètre varie entre 100 µm et 200 µm tandis que celui de la gaine varie de 150 µm à 250 µm, leurs indices de réfraction est donné par,

$$n(r) = \begin{cases} n_1, & r < a \text{ (cœur)} \\ n_2, & r \geq a \text{ (gaine)} \end{cases} \quad (\text{I.1})$$

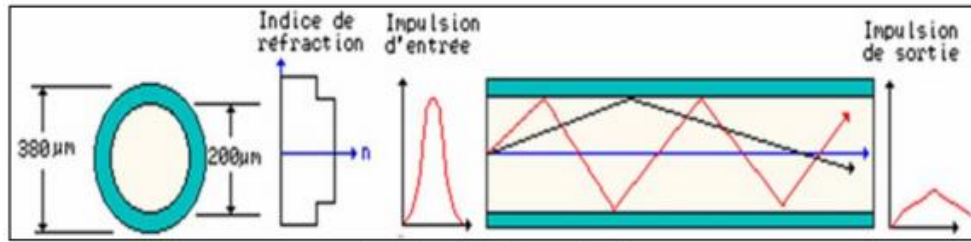


Figure I.1. Fibre multimode à saut d'indice.[3]

I.4.1.1 Fibre multimode à gradient d'indice

Dans ces types de fibres, l'indice du cœur diminue progressivement vers l'extérieur à partir de l'axe du cœur vers l'interface cœur-gaine. Le diamètre du cœur est de 50 μm et celui de la gaine est de 150, leurs indices de réfraction est donnés par,

$$n(r) = \begin{cases} n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha}, & \text{si } r < a \text{ (cœur)} \\ n_1 \sqrt{1 - 2\Delta}, & \text{si } r \geq a \text{ (gaine)} \end{cases} \quad (I.2)$$

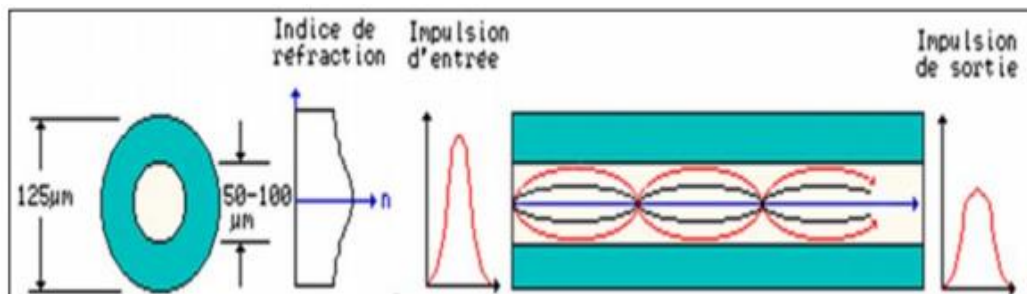


Figure I.2. Fibre multimode à gradient d'indice.[3]

I.4.2. Fibre optique monomode

Elles se différencient avec les fibres optiques à saut d'indice multimodes en diamètres. Le diamètre de leurs cœurs varie entre 8 μm et 10 μm, tandis que le diamètre de leurs gaines est de 125μm.

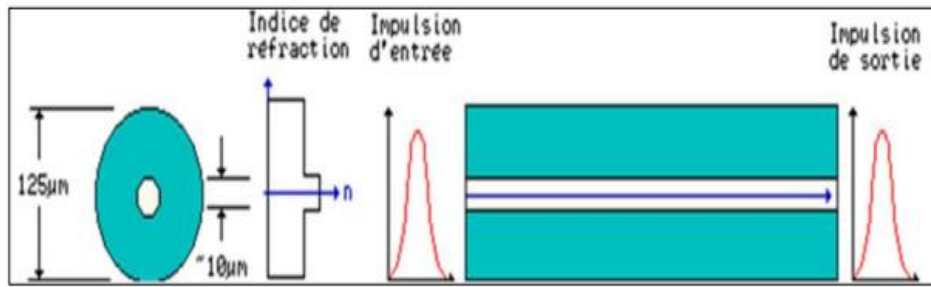


Figure I.3. Fibre optique monomode à saut d'indice.[3]

La fibre monomode, ou SMF (*Single Mode Fiber*, en anglais) est utilisée pour les communications longue distance. Son cœur est extrêmement fin (environ 9 microns). La transmission des données y est assurée par des lasers émettant des longueurs d'onde de 1300 à 1550 nanomètres et par des amplificateurs optiques situés à intervalles réguliers. Une comparaison entre les différents types de fibres est résumée sur le tableau suivant,

Tableau I.1. Comparaison entre les différents types de la fibre optique

Structure	Avantage	Inconvénients	Applications pratique
<b>Multimode à saut indice</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>* Grande ouverture numérique</li> <li>*Connexion facile</li> <li>*Faible prix</li> <li>*Facilité de mis en œuvre</li> </ul>	Pertes, Dispersion et distorsion élevées du signal	Communications courtes distances, réseaux locaux.
<b>Multimode à gradient indice</b>	Bande passante raisonnable et bonne qualité de transmission	Difficile à mettre en œuvre	Communications courtes et moyennes distances
<b>Monomode</b>	Bande passante très grande, Dispersion très faible	Prix très élevé	Communications longues distances

### I.5. Phénomènes liés à la propagation dans la fibre optique

Les systèmes de télécommunications sur fibre sont conçus dans l'hypothèse d'une transmission linéaire et les effets non-linéaires sont alors des effets parasites qui en dégradent les performances quand les puissances véhiculées deviennent élevées. Aujourd'hui, les systèmes de transmission à haut débit et grande distance utilisent des amplificateurs de puissance à l'émission ce qui conduit à des puissances injectées dans la fibre très élevée et des effets non-linéaires non négligeables.[5]

#### I.5.1. Effets linéaires [5][6][7][8]

Les effets linéaires regroupent tous les effets n'impliquant pas d'interactions entre les faisceaux (ou signaux) transmis. Le principe de superposition peut donc s'appliquer (l'intensité totale est la somme de l'intensité de chaque faisceau). Les effets linéaires étant directement liés à la distance de propagation, ils sont donc d'autant plus importants que les distances de transmission augmentent. Ils modifient soit la puissance des impulsions (atténuation) soit leur forme (dispersion).

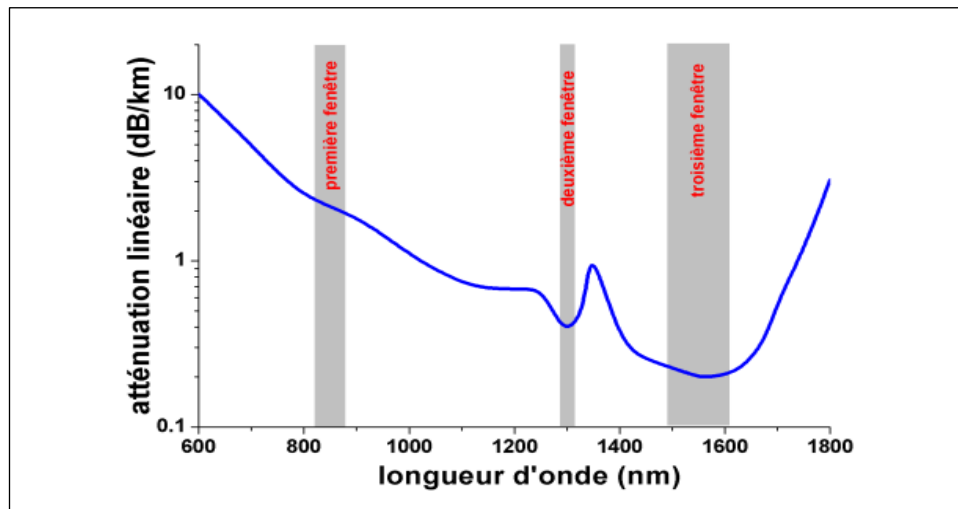
##### I.5.1.1. Atténuation

Les fibres optiques, comme tout milieu de propagation, atténuent l'intensité de l'onde qui s'y propage. Toutes ces pertes dépendent de la longueur d'onde et sont caractérisées par le coefficient d'absorption linéaire  $\alpha$ , défini à partir de la puissance  $P_{in}$  injectée en entrée d'une fibre de longueur  $L$  par rapport à la puissance lumineuse  $P_s$  recueillie en sortie de fibre comme indiquée par l'équation suivante :

$$P_s = P_{in} e^{-\alpha \times L} \quad (I.3)$$

On exprime le coefficient d'atténuation en dB/km,

$$\alpha(dB/km) = -\frac{10}{L(km)} \log \frac{P_s}{P_e} = 4,34 \times \alpha(km^{-1}) \quad (I.4)$$



**Figure I.4:** Atténuation linéaire d'une fibre optique monomode SMF en fonction longueur d'onde. Les zones grisées montrent les trois fenêtres optiques d'utilisation centrée à 850 nm, 1310 nm et 1550 nm respectivement.[7]

### I.5.1.2. Dispersion

L'information est souvent transportée à travers une fibre optique sous forme numérique. Dans ce cas, l'information est transmise sous la forme d'une série d'impulsions de lumière (la présence de lumière correspond à un 1 et l'absence de lumière correspond à une 0 logique). En général, les impulsions à la sortie de la fibre sont élargies par rapport aux impulsions à l'entrée. Le phénomène physique responsable de cet élargissement est la dispersion de la fibre. Si l'élargissement est trop important, il n'est plus possible de décoder correctement l'information à la sortie (il y a perte d'information suite à des erreurs de transmission).

#### a) Dispersion chromatique (dispersion intra-modale)

Une source parfaitement monochromatique n'existe pas. La lumière émise par une source réelle est donc constituée de la somme de différentes longueurs d'onde qui est caractérisée par une largeur à mi-hauteur (largeur spectrale  $\Delta\lambda$ ).

L'indice de réfraction d'un matériau dépend de la longueur d'onde. Il en résulte que la vitesse de propagation de la lumière dans un matériau dépend également de sa longueur d'onde. Il en résulte un temps de propagation différent pour les différentes composantes spectrales, et

donc un élargissement des impulsions de lumière émises par une source non monochromatique.

La dispersion chromatique est donnée par,

$$D_{CGM} = \frac{\tau}{L \Delta\lambda} \quad (I.5)$$

$$D_{CGM} = D_{CG} + D_{CM} \quad (I.6)$$

$D_{CM}$  : Dispersion chromatique du matériau.

$D_{CG}$  : Dispersion chromatique du guide.

$\tau$ : l'allongement temporel.

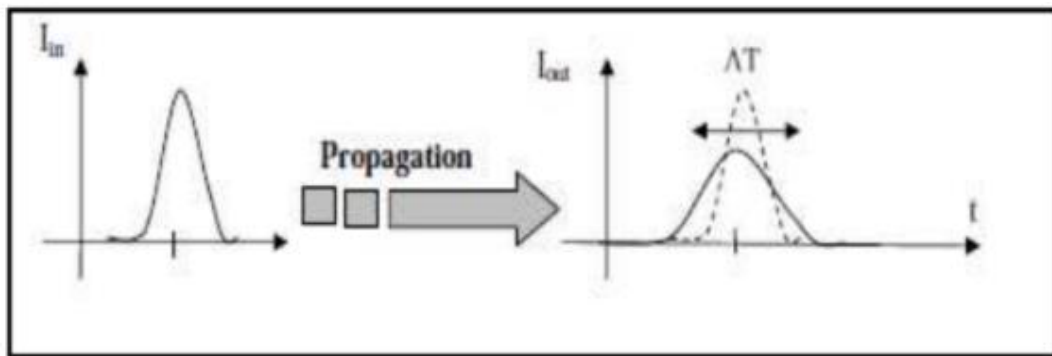


Figure I.5. Dispersion chromatique

➤ **Dispersion chromatique du matériau**

$$D_{CM} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_1(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (\text{ps}/(\text{nm.km})) \quad (I.7)$$

➤ **Dispersion chromatique du guide**

$$D_{CG} = -\frac{n_1 \Delta}{c \lambda} V \frac{d^2(Vb)}{dV^2} \quad (\text{ps}/(\text{nm.km})) \quad (I.8)$$

Avec,

$\Delta$  : Différence d'indice

$V$  : Fréquence spatiale normalisée

$b$  : La constante de propagation normalisée a comme expression ,



$$b = 1 - \frac{U^2}{V^2} = \frac{\beta}{k_0} - n_2 \quad \text{Avec } 0 < b < 1$$

**b) Dispersion modale (dispersion intermodale)**

Dans une fibre multimode, la lumière peut se propager suivant les différentes directions, qui correspondent à des modes différents. La distance parcourue entre les extrémités de la fibre dépend évidemment de la direction de propagation.

➤ **Cas d'une fibre a sauté d'indice**

$$\Delta\tau = L \left( \frac{n_1 \Delta}{c} - \frac{ON^2}{2cn_1} \right) \quad (I.9)$$

➤ **Cas d'une fibre a gradient d'indice**

$$\Delta\tau = L \frac{n_1 \Delta^2}{c \cdot 8} \quad (I.10)$$

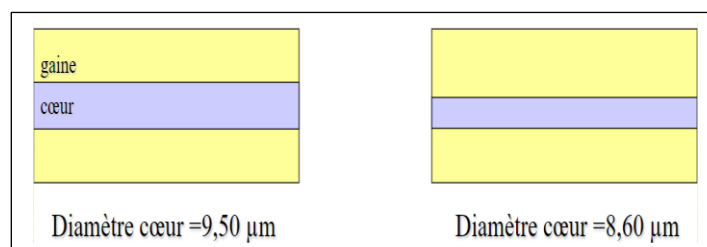
**I.5.1.3 Autres pertes de la fibre optique**

**a) Pertes intrinsèques**

Pertes intrinsèques dues aux défauts de fabrication (fluctuation du diamètre de la fibre) et aux conditions d'utilisation :

➤ **Variation de diamètre de cœur** : les sections des cœurs des deux fibres sont différentes si la propagation se fait d'une fibre de cœur  $a_1$  vers une fibre  $a_2$  on aura les deux cas suivants :

- ❖ Si  $a_1 > a_2$   $P_s = 10 \log \frac{P_2}{P_1} = 10 \log \frac{S_2}{S_1} = 10 \log \left( \frac{a_2}{a_1} \right)^2$
- ❖ Si  $a_1 < a_2$   $P_s = 0$



**Figure I.6.** Variation de diamètre de cœur

- **Variation de l'ouverture numérique** : dans le cas où la fibre (2) a une ouverture numérique inférieure à celle de la fibre (1), tout le flux énergétique émis par la fibre (1) n'est pas couplé à la fibre (2), la perte est :

$$\text{❖ Si } ON_2 < ON_1, P_{ON} = 10 \log \left( \frac{ON_2}{ON_1} \right)^2$$

$$\text{❖ Si } ON_2 > ON_1, P_{ON} = 0$$

- **Variation du profil d'indice** : si on couple deux fibres ayant des profils d'indice différents, les modes qui se propagent dans la première ne pourront pas se propager dans la deuxième.

### b) Pertes extrinsèques

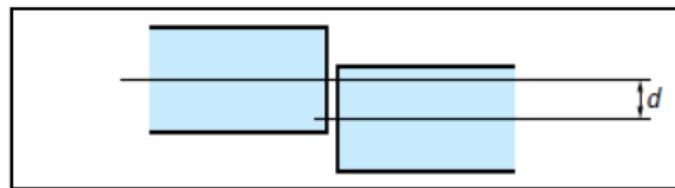
Pertes extrinsèques sont dues aux :

- **Désalignement axial** : l'axe du cœur d'une fibre est décalé par rapport à l'axe du cœur de l'autre fibre, mais les deux axes ne sont pas dans le prolongement l'un de l'autre. Le transfert d'énergie ne se fait que pour les portions de surfaces de cœurs qui se coïncident.

$$P = 10 \log \frac{P_2}{P_1} = 10 \log \frac{A}{A_f} \quad (\text{I.11})$$

A : La surface du contact entre les fibres.

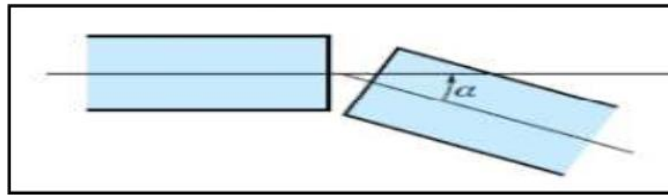
$A_f$  : La surface du cœur de la fibre.



**Figure 1.7** : Désalignement axial.

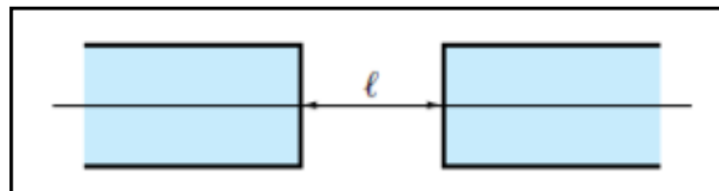
- **Réflexion** : lorsque la lumière passe d'une fibre à une autre, elle traverse deux interfaces, chacune introduit des pertes de réflexion. Ces pertes sont d'environ -3dB par interface.
- **Désalignement angulaire** : les axes des deux fibres forment un angle  $\theta$ , cet angle produit une variation de l'ouverture numérique puisque, les rayons issus de la sortie de la fibre (1) arrivent à la face d'entrée de la fibre (2) avec un angle supérieur à l'angle d'acceptance

$\theta_{ac}$  de la fibre. De ce fait, seuls les rayons qui arrivent avec un angle  $\theta_{ac} - \theta$  à la surface de la fibre (2) va se propager dans cette fibre.



**Figure I.8 :** Désalignement angulaire.

- **Ecartement de faces :** lorsque la lumière passe d'une fibre à une autre, elle traverse deux interfaces, chacune introduit des pertes de réflexion. Ces pertes sont d'environ -3dB par interface.



**Figure I.9 :** Ecartement de faces.

### I.5.2. Effets non linéaires dans la fibre optique [3] [6] [7] [8]

Une onde optique de forte intensité se propageant dans une fibre optique uni-modale, peut générer un grand nombre d'effets non linéaires, parmi ceux-ci, nous pouvons citer :

- ✓ Effet de Kerr,
- ✓ Effet de Brillouin,
- ✓ Effet de Raman.

#### I.5.2.1. Effet de Kerr

La dépendance de l'indice de réfraction d'un milieu transparent à l'intensité du champ optique est connue sous le nom d'effet Kerr optique. Dans une fibre optique, il est souvent considéré que le changement d'indice est instantané (temps de réponse de l'ordre de  $10^{-15}$  s). Il provient de la déformation, par le champ optique, de la répartition des charges électroniques des

molécules de silice. L'indice de réfraction non-linéaire  $n_{NL}$  est alors défini par la relation suivante :

$$n_{NL}(\lambda, I(t)) = n(\lambda) + n_2 I(t) \quad (\text{I.12})$$

$n(\lambda)$  : l'indice de réfraction linéaire du matériaux

$I(t)$  : l'intensité instantanée du champ optique appliqué en  $\text{W.m}^{-2}$ .

$n_2$  : le coefficient non-linéaire de réfraction.

### I.5.2.2. Effet Brillouin et effet Raman

La classe des effets non-linéaires résultant de diffusions stimulées inélastiques consiste à un transfert d'une partie de l'énergie du champ optique vers le milieu non-linéaire. Deux importants effets font partie de cette catégorie, et ils sont reliés aux modes d'excitations des vibrations de la silice. Ces phénomènes, connus sous les noms de diffusion Raman stimulée (SRS : Stimulated Raman Scattering) et diffusion Brillouin stimulée (SBS : Stimulated Brillouin Scattering).

Ce qui les différencie est : la participation de phonons optiques dans la diffusion Raman et de phonons acoustiques dans la diffusion Brillouin.

#### ➤ Effet Raman

Lorsqu'une onde pompe (photons incidents) traverse un matériau elle est annihilée, certain de ces photons perdent une partie de leur énergie en faveur d'un phonon, particule associée à la vibration qui apparaît dans la matière, avec une certaine fréquence  $\delta\nu$ . Ils sont alors diffusés avec une énergie plus faible constituent une onde appelée (onde Stokes) de fréquence :

$$\nu_s = \nu_p - \delta\nu \quad (\text{I.13})$$

$\delta\nu$  : dépend que du matériau.

En sens inverse, lorsque les phonons vont céder leur énergie à des photons qui vont diffuser sous forme d'une onde (anti- Stokes) de fréquence,

$$v_a = v_p + \delta v \quad (I.14)$$

➤ **Diffusion Brillouin**

Sous l'effet de la température, les molécules constituant le milieu, subissent l'agitation thermique et effectuent de petits déplacements autour de leur position d'équilibre. Les phonons créent se couplent entre eux et modifient l'indice de réfraction du milieu créant des ondes acoustiques de très faibles amplitudes. Par conséquent, lorsqu'une onde électromagnétique se propage, elle est diffusée dans toutes les directions.

### **I.6.Conclusion**

La fibre possède des qualités non négligeables comme support de transmission de l'information qui lui ont permis de s'imposer dans les réseaux de télécommunications. Dans ce chapitre, nous avons décrit brièvement les différentes générations de l'évolution de la fibre optique et on a vu les différents types de la fibre optique et les caractéristiques qui spécifient chaque une d'elles ainsi que les avantages. Ensuite, on a présenté les phénomènes qui influent sur la transmission du signal lumineux lors de sa propagation dans la fibre optique (dispersion chromatique, atténuation, ... etc.). Le chapitre suivant sera consacré à la description des principes de base des filtres interférentiels en polarisations.



*CHAPITRE II*

**II.1. Introduction**

Ce chapitre est consacré à la description des principes de base des filtres interférentiels en polarisations. Nous commençons par faire un rappel sur les notions physiques élémentaires notamment la polarisation de la lumière et fournir les outils d'étude les mieux adaptés pour ce type de phénomènes. Ensuite, ce chapitre portera par conséquent sur les milieux anisotropes et la propagation de la lumière à travers ces milieux.

**II.2. Phénomène de Polarisation****II.2.1. Qu'est ce que la lumière ?**

Historiquement, la lumière a fait l'objet de longs débats scientifiques. Sa nature et ses propriétés physiques ont attiré la curiosité et l'intérêt des physiciens et des philosophes depuis l'Antiquité. Deux points de vue ont émergé, et chacun ayant sa place dans l'histoire de la physique.

Dans la seconde moitié du XVII<sup>e</sup> siècle, **Isaac Newton**<sup>1</sup> a développé la théorie corpusculaire. Il fit ses expériences sur la décomposition de la lumière en 1666, où il démontra que la lumière blanche n'est pas pure et homogène comme on le pensait mais un mélange de lumières homogènes de couleurs différentes. Durant cette même époque, **Christian Huygens**<sup>2</sup> en 1678 émit l'idée que la lumière se comportait comme une onde et publia cette théorie dans son (traité de la lumière) en 1690.

Au XIX<sup>e</sup> siècle, précisément en 1821, **Augustin Fresnel**<sup>3</sup> définit la lumière comme une onde, c'est-à-dire comme une perturbation se propageant sans déplacement de matière. C'est un phénomène bien connu de tous les enfants habitués à faire des ricochets dans l'eau, les rides provoquées par un caillou à la surface de l'eau se propagent circulairement autour d'un point d'impact sans produire de transport d'eau. On parle dans ce cas d'ondes mécaniques, celles-ci existent dans des milieux dont les propriétés élastiques leur permettent de revenir à leur état d'équilibre.

En 1864, **Maxwell**<sup>4</sup> présente les équations de l'électromagnétisme qui portent désormais son nom et montre que ces équations prédisent l'existence d'ondes dont la vitesse est très proche de celle de la lumière et propose que la lumière soit en fait une onde électromagnétique. Il semble alors exclu d'attribuer une nature autre qu'ondulatoire à la lumière.

En 1887, la découverte de l'effet photoélectrique par **Heinrich Hertz**<sup>5</sup>, montre que si l'on envoie sur un matériau métallique un faisceau dont la longueur d'onde est supérieure à un

certain seuil, on lui arrache des électrons. La valeur du seuil est directement reliée à la nature même du métal. Aucune interprétation de l'effet photoélectrique n'était possible avec une théorie ondulatoire.

En 1905, **Albert Einstein**<sup>6</sup> publie un article révolutionnaire qui lui vaut le prix Nobel, dans lequel il interprète l'effet photoélectrique. Il prouve ainsi la nature corpusculaire de la lumière et suppose que l'énergie lumineuse associée à une onde de fréquence  $\nu$  n'est absorbée que par des multiples de  $\Delta E = h\nu$  où  $h$  est une constante, indépendante de la fréquence.

Enfin, Au XX<sup>e</sup> siècle, le développement de la dualité onde-corpuscule, met un point final à cette querelle, la lumière a effectivement ce double aspect et les échelles de mesure auxquelles on travaille peuvent mettre en avant l'une ou l'autre nature, ondulatoire ou corpusculaire. La conclusion que la lumière doit être décrite soit par des ondes soit par des corpuscules réside dans la spécificité du problème ou de l'expérience abordée [9][10].

### II.2.2. Représentation algébrique des états de polarisation

L'état de polarisation d'une onde est défini par la courbe décrite par l'extrémité du vecteur champ électrique en fonction du temps. Supposons le plan (xyz) où la direction de propagation est selon z. Les coordonnées de cette courbe, évoluant dans le temps, sont,

$$\begin{cases} E_x = A_x \cos(\omega t - Kz + \varphi_x) \\ E_y = A_y \cos(\omega t - Kz + \varphi_y) \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

En posant  $z=0$ , nous pouvons alors écrire,

$$\begin{cases} E_x = A_x \cos(\omega t) \\ E_y = A_y \cos(\omega t + \varphi) \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

$$\text{Où : } \varphi = \varphi_y - \varphi_x$$

<sup>1</sup>**Isaac Newton** (1642-1727), physicien, philosophe, astronome et mathématicien anglais, il a formulé des lois sur la gravitation universelle et sur les corps en mouvement.

<sup>2</sup>**Christian Huygens** (1629-1695), mathématicien, astronome et physicien néerlandais

<sup>3</sup>**Augustin Jean Fresnel** (1788-1827), physicien français, fondateur de l'optique moderne, il proposa une explication de tous les phénomènes optiques dans le cadre de la théorie ondulatoire de la lumière.



$$\Rightarrow \begin{cases} \frac{E_x}{A_x} = \cos(\omega t) \\ \frac{E_y}{A_y} = \cos(\omega t + \varphi) = \cos(\omega t) \cdot \cos(\varphi) - \sin(\omega t) \cdot \sin(\varphi) \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

Remplacent  $\frac{E_x}{A_x}$  dans la 2<sup>ème</sup> équation :

$$\frac{E_y}{A_y} = \frac{E_x}{A_x} \cdot \cos(\varphi) - \sin(\omega t) \cdot \sin(\varphi) \quad (\text{II.4})$$

D'après la transformation trigonométrique suivante :

$$\cos^2(x) = 1 - \sin^2(x) \quad (\text{II.5})$$

L'équation (II.4) devient :

$$\left(\frac{E_y}{A_y}\right)^2 + \left(\frac{E_x}{A_x}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{A_x A_y} \cos(\varphi) = \sin^2(\varphi) \quad (\text{II.6})$$

Les différents états de polarisation d'une onde lumineuse se résument, sur trois états fondamentaux selon des valeurs spécifiques de la phase  $\varphi$ .

L'expression (II.6) est d'une ellipse, donc la polarisation de l'onde lumineuse est elliptique (dans le cas général). Figure (II.1.a)

Si  $\sin(\varphi) > 0$ , l'ellipse est parcourue dans le sens horaire (polarisation droite). Lorsque  $\sin(\varphi) < 0$ , l'ellipse est parcourue dans le sens inverse (polarisation gauche).

➤  **$\varphi = 0$  ou  $\pi$**

L'équation de l'ellipse (II.6) devient :

$$E_y = \pm \frac{A_y}{A_x} E_x \quad (\text{II.7})$$

La polarisation est rectiligne ; Figure (II.1.b)

➤  $\varphi = \frac{\pi}{2}$

L'équation de l'ellipse (II.6) devient :

$$\left(\frac{E_y}{A_y}\right)^2 + \left(\frac{E_x}{A_x}\right)^2 = 1 \tag{II.8}$$

Avec :  $A_x=A_y$

La polarisation est circulaire ; Figure (II.1.c)

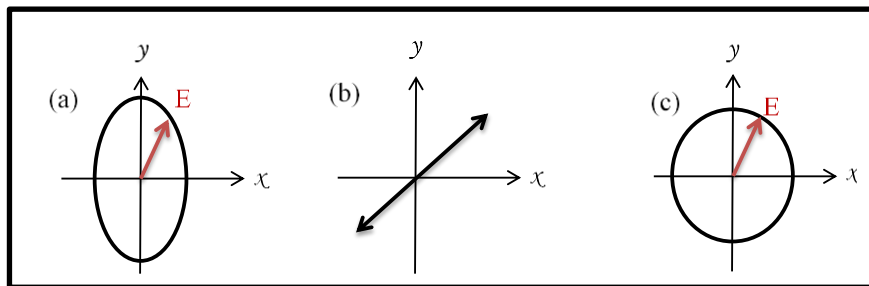


Figure II.1. États de polarisation de la lumière.

### II.3. Milieu anisotrope

De manière générale un milieu anisotrope est un milieu dont les propriétés optiques (notamment l'indice de réfraction) dépendent de la direction de propagation de l'onde [11]. Ainsi, lorsque les propriétés électriques et/ou magnétiques d'un milieu dépendent des directions des vecteurs de champs, les relations entre les champs peuvent être écrites sous la forme suivante [12],

$$\vec{D} = \epsilon_0[\epsilon]\vec{E} \tag{II.9}$$

$$\vec{\beta} = \mu_0[\mu]\vec{H} \tag{II.10}$$

Avec  $[\epsilon]$  et  $[\mu]$ , sont respectivement, le tenseur de permittivité relative et le tenseur de perméabilité.

✓ Dans un milieu diélectrique les équations de Maxwell s'écrivent [11],

$$\begin{aligned}
 \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= 0 \\
 \vec{\nabla} \cdot \vec{H} &= 0 \\
 \vec{\nabla} \times \vec{D} &= -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\
 \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}
 \end{aligned}
 \tag{II.11}$$

Où,  $\vec{\beta} = \mu \vec{H}$ , et pour la plupart des milieux diélectriques on peut supposer  $\mu \approx \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N s}^2/\text{C}^2$ ,  $\mu_0$  la perméabilité du vide.

Pour une onde lumineuse se propageant suivant la direction  $\vec{K}$ , nous pouvons écrire,

$$\begin{aligned}
 \vec{D} &= \vec{D}_0 e^{\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r}} \\
 \vec{E} &= \vec{E}_0 e^{\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r}} \\
 \vec{H} &= \vec{H}_0 e^{\omega t - \vec{K} \cdot \vec{r}}
 \end{aligned}
 \tag{II.12}$$

A partir de (II.11) on peut déduire facilement,

$$\begin{aligned}
 \vec{K} \cdot \vec{D} &= 0 \\
 \vec{K} \cdot \vec{H} &= 0
 \end{aligned}
 \tag{II.13}$$

L'équation (II.13) montrent que les vecteurs  $\vec{H}$  et  $\vec{D}$  sont perpendiculaires au vecteur  $\vec{K}$ , et si on remplace l'équation (II.12) dans (II.11) on obtient,

$$\begin{aligned}
 \vec{H} &= \frac{1}{\omega \mu_0} (\vec{K} \times \vec{E}) \\
 \vec{D} &= -\frac{1}{\omega} (\vec{K} \times \vec{H})
 \end{aligned}
 \tag{II.14}$$

Les vecteurs  $\vec{D}$ ,  $\vec{E}$  et  $\vec{K}$  se situent dans un plan qui est perpendiculaire à  $\vec{H}$ . Le vecteur  $\vec{K}$  se propage le long d'une vitesse d'onde (vitesse de phase) étant donnée,

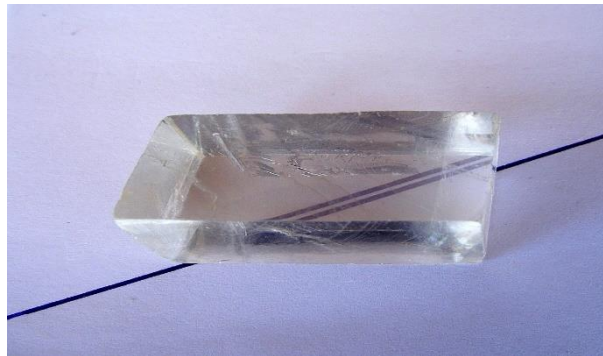
$$v_{\text{onde}} = \frac{\omega}{K} = \frac{c}{n(\text{onde})}
 \tag{II.15}$$

Avec  $k = \frac{\vec{K}}{k}$ ,  $\vec{k}$  le vecteur unitaire suivant  $\vec{K}$ ,  $k = \left(\frac{\omega}{c}\right) n_{\text{onde}}$ , avec  $n_{\text{onde}}$  l'indice de réfraction de l'onde. Il est important de noter que la direction de propagation de l'énergie est suivant le vecteur de **Poynting**<sup>9</sup>,  $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ , qui est en général différente de celle de  $\vec{K}$ .

#### II.4. Biréfringence

La biréfringence est formellement définie comme la double réfraction de la lumière dans un matériau transparent d'ordre moléculaire, qui se manifeste par l'existence de différences d'indice de réfraction dépendant de l'orientation, car un rayon de lumière entrant dans le cristal est divisé en deux rayons, le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire. [13]

En général une onde lumineuse est polarisée rectilignement dans un milieu biréfringent, sa vitesse (ou indice de réfraction), dépend de la direction de polarisation du rayon. On travaille dans le milieu uniaxe qui possède un unique axe optique (la direction où l'indice est indépendant de la direction de polarisation).



**Figure.II.2.** Biréfringence visible à l'œil nu de la calcite [13].

L'indice  $n_e$  dit indice extraordinaire est différent de l'indice dans les directions perpendiculaires  $n_o$  dit indice ordinaire. Le rayon extraordinaire est polarisé dans le plan contenant l'axe de biréfringence et le rayon ordinaire perpendiculairement à l'axe [13]. La biréfringence est la valeur sans dimension.

$$\Delta n = n_e - n_o \tag{II.16}$$

---

<sup>9</sup>John Henry Poynting (1852-1914), physicien anglais qui a travaillé entre autres, sur les ondes électromagnétiques.

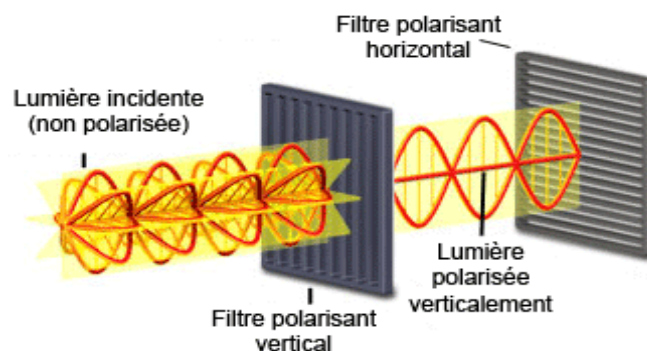
On distingue deux cas selon le signe de la biréfringence,

- ✓  $\Delta_n > 0$ , le matériau est dit à biréfringence positive
- ✓  $\Delta_n < 0$ , le matériau est dit à biréfringence négative.

## II.4.1. Eléments biréfringents

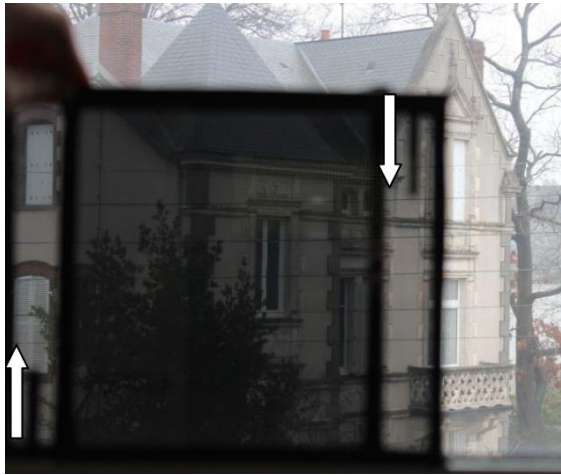
### II.4.1.1 Polariseur et analyseur

Un polariseur convertit la lumière naturelle ou non polarisée en lumière polarisée linéairement. Il se distingue par son propre axe de transmission. Si la direction du vecteur champ électrique (E) de l'onde lumineuse est parallèle à l'axe de transmission, elle est transmise. Sinon, il sera bloqué. Ainsi, un polariseur transfère l'état de polarisation et empêche l'état de polarisation orthogonale, dans un cas idéal. Cependant, en pratique, nous avons toujours une petite partie de l'état orthogonal en cours de transmission.

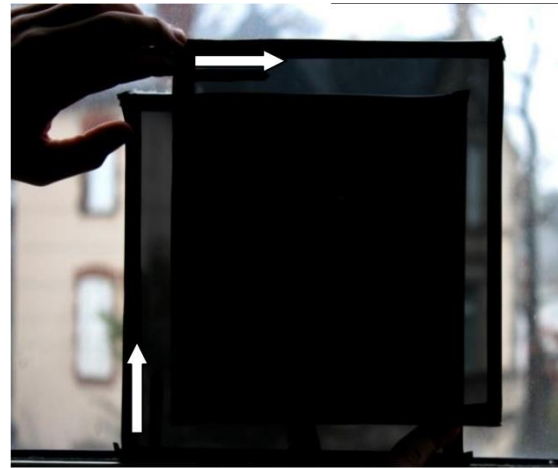


**Figure II.3.** Action d'un polariseur vertical sur une lumière naturelle [14]

Tout polariseur linéaire peut être utilisé comme analyseur, et vice versa. En d'autres termes, il y a bien une différence de fonction entre un polariseur et un analyseur, mais il n'y a pas de différence de nature. En fait, l'analyseur est simplement un appareil totalement identique à un polariseur mais destiné à travailler sur une onde réellement polarisée.



Polariseur et analyseur parallèles



Polariseur et analyseur perpendiculaires

**Figure.II.4.** Action d'un analyseur [15]

#### II.4.1.2. lame biréfringente

Lame biréfringente (ou déphaseur) est une lame mince taillée dans un matériau anisotrope de sorte que l'axe extraordinaire et l'axe z soit parallèle aux faces de la lame. Cette lame présente deux directions orthogonales  $\vec{S}$  et  $\vec{F}$  (axes optiques).

Le champ d'une onde plane monochromatique polarisée rectilignement pénètre dans la lame anisotrope donne deux ondes polarisées rectilignement suivant deux directions orthogonales suivant chacune des deux directions principales de la lame, avec deux vitesses différentes tel que l'onde lumineuse polarisée suivant l'axe fast  $\mathbf{F}$ , se propage avec une vitesse supérieure à celle de l'onde polarisée suivant l'axe slow  $\mathbf{S}$ , qui permet de retarder une onde à l'autre ce qui provoque un déphasage, qui s'écrit : [16]

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta n.e}{\lambda} \quad (\text{II.17})$$

e : épaisseur de la lame.

$\Delta n$  :  $(n_s - n_f)$ , biréfringence de la lame dans le plan F-S.

$\lambda$  : Longueur d'onde.

T : la différence de marche ( $T = \Delta n . e$ )

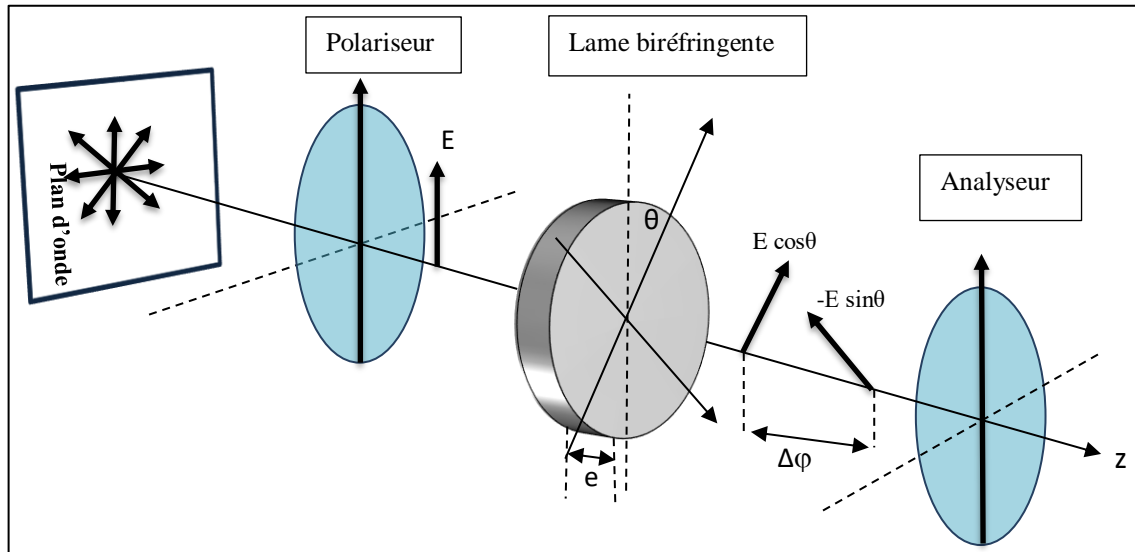


Figure II.5. *Lame biréfringente entre Polariseur et Analyseur.*

➤ **Lame demi-onde**

Une lame demi-onde permet d'introduire un retard de phase de la lumière de  $\lambda/2$  entre les deux axes de biréfringence, Le retard induit, permet pour une onde lumineuse polarisée selon un angle  $\theta$  d'obtenir une rotation du plan de polarisation de  $2\theta$  par rapport à l'axe lent, puisque la composante sortante selon l'axe lent est en opposition de phase avec la composante entrante [15], par définition :  $\Delta\varphi=(2p+1)\pi$ , avec  $p$  un entier.

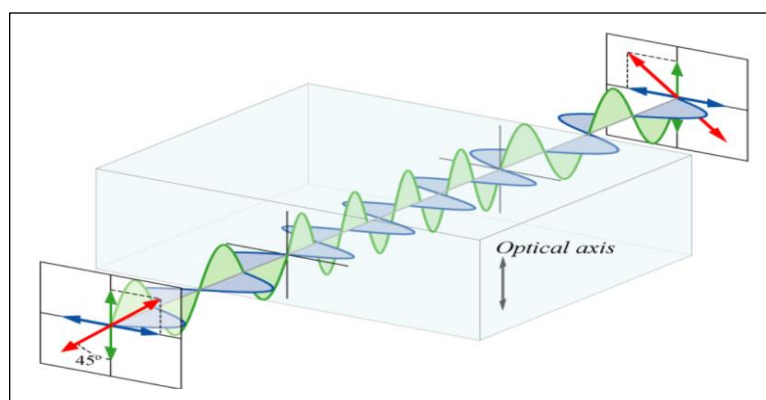
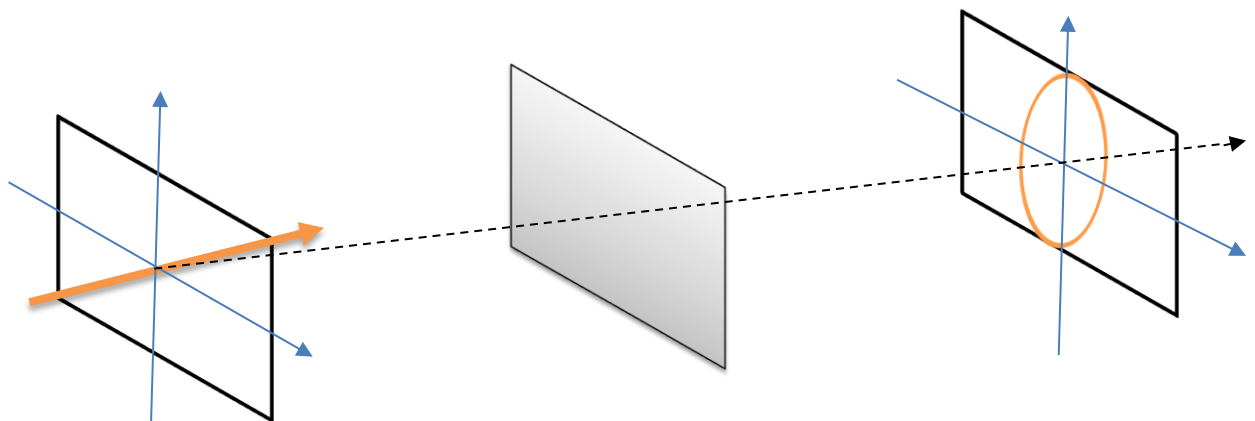


Figure.II.6. *Action d'une lame demi-onde sur une vibration rectiligne [16].*

➤ **Lame quart d'onde**

Une lame quart d'onde, notée lame  $\frac{\lambda}{4}$ , crée un retard d'un quart de longueur d'onde (un déphasage de  $90^\circ$ ) entre les deux vibrations privilégiées parallèles à ses axes de biréfringence. Elle permet de transformer une polarisation rectiligne en une polarisation circulaire et vice versa.

Par définition :  $\Delta\varphi = (2p+1) \frac{\pi}{2}$ , avec p un entier. [16]



**Fig.II.7.** Action d'une lame quart d'onde sur une vibration rectiligne [15].

Les deux tableaux suivants donnent tous les cas possibles pour la lame  $\lambda/2$  et  $\lambda/4$  :

**a. Pour lame  $\lambda/2$**

**b. Pour lame  $\lambda/4$**

État de polarisation	
Avant la lame	Après la lame

État de polarisation	
Avant la lame	Après la lame

**Tableau II.1.** Changement de polarisation après traversée des lames  $\lambda/2$  et  $\lambda/4$  [15].



**II.5. Formalisme mathématique**

Pour modéliser le comportement d'une onde lumineuse traversant une succession de milieux biréfringents, deux formalismes sont utilisés, le formalisme de Jones et celui de Stokes.

**II.5.1. Formalisme de Jones**

**II.5.1.1. Définition**

Le formalisme de Jones doit son nom à son inventeur Robert C. Jones qui le définit en 1941. Dans ce formalisme, on représente la lumière polarisée par un vecteur de Jones et les éléments optiques linéaires sont représentés par des matrices de Jones. Le vecteur de Jones de la lumière en sortie du système est donné par le produit de la matrice de Jones du système par le vecteur de Jones de la lumière d'entrée. Ce formalisme est un formalisme matriciel permettant de décrire l'état de polarisation de la lumière, ou de manière générale d'une onde électromagnétique, et son évolution à travers un système optique. [15]

**II.5.1.2. Vecteur de Jones**

Tout signal polarisé pur en un point  $M(z)$  d'un axe peut être représenté par une somme de deux états dans la base  $( \vec{i} , \vec{j} )$  :

$$\vec{E} = Ax \cdot e^{i(kz-\omega t+\delta x)} \vec{i} + Ay \cdot e^{i(kz-\omega t+\delta y)} \vec{j} \tag{II.18}$$

Forme matricielle :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \begin{bmatrix} Ex \\ Ey \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Ax e^{i(kz-\omega t+\delta x)} \\ Ay e^{i(kz-\omega t+\delta y)} \end{bmatrix} \\ &= e^{i(kz-\omega t)} \begin{bmatrix} Ax e^{i.\delta x} \\ Ay e^{i.\delta y} \end{bmatrix} \end{aligned} \tag{II.19}$$

Où

$$V = \begin{bmatrix} Ax e^{i.\delta x} \\ Ay e^{i.\delta y} \end{bmatrix} \tag{II.20}$$

V est le vecteur de Jones le plus général pour une lumière entièrement polarisée.

Ce vecteur est de nature complexe, l'intensité du champ associé à ce vecteur est donnée par,

$$I = E \cdot E^* = \begin{matrix} Ax e^{i.\delta x} \\ Ay e^{i.\delta y} \end{matrix} \cdot \begin{bmatrix} Ax e^{-i.\delta x} \\ Ay e^{-i.\delta y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Ax^2 + Ay^2 \end{bmatrix} \tag{II.21}$$

C'est le carré du module de E.

Pour un état de polarisation rectiligne orienté suivant l'angle  $\theta$  par rapport à l'axe Ox, son vecteur de Jones normalisé, dans le repère Oxy, est :

$$V = \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} \tag{II.22}$$

On peut lui associer son état orthogonal, qui est rectiligne et polarisé suivant la direction  $\theta+\pi/2$  par rapport à l'axe Ox. Son vecteur de Jones est tel que :

$$V = \begin{bmatrix} -\sin \theta \\ \cos \theta \end{bmatrix} \tag{II.23}$$

Le tableau suivant donne des exemples de vecteurs de Jones,

**Tableau II.2** Vecteur de Jones pour différent cas de polarisation [15]

Polarisation	Vecteur de Jones correspondant	Représentation
Rectiligne selon l'axe x	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	
Rectiligne selon l'axe y	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	
Rectiligne selon l'axe à 45° par rapport à l'axe x	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$	
Circulaire droite	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$	
Circulaire gauche	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$	

**II.5.1.3. Matrice de Jones d'une lame biréfringente [16]**

Les dispositifs optiques qui modulent l'état de polarisation, les polariseurs, les déphaseurs, etc. peuvent être représentés par des opérateurs linéaires qui ont deux vecteurs orthogonaux connectés à deux valeurs identiques, appelées matrice de Jones du dispositif.

Polariseur linéaire horizontal :

Il laisse passer une lumière horizontale

$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \text{ d'où } a=1 \text{ et } b=0$$

Il éteint complètement une lumière verticale

$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \text{ d'où } c=0 \text{ et } d=0$$

Finalement la matrice de Jones s'écrit :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Si un système optique est tourné autour de l'axe optique d'un angle  $\theta$ , la matrice de Jones pour le système rotatif  $M(\theta)$  est obtenue à partir de la matrice du système non tourné M par transformation :

$$M(\theta) = R(\theta) \cdot M \cdot R(-\theta) \tag{II.24}$$

Où

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \tag{II.25}$$

$R(\theta)$  : S'appelle la matrice de rotation.

**II.5.2. Formalisme de stokes**

Paramètres Stokes est un ensemble de quatre valeurs qui décrivent l'état de polarisation d'une onde électromagnétique (y compris la lumière visible). Ils doivent leur nom à George Gabriel Stokes qui les a introduits en 1852.

Souvent Les paramètres sont observés sous la forme d'un vecteur, le vecteur de Stokes, et sont exprimés en fonction de la densité totale du faisceau, du taux de polarisation et de paramètres liés à la forme de l'ellipse de polarisation. Ils sont utilisés pour décrire la lumière non polarisée, partiellement polarisée et entièrement polarisée. Par comparaison, le formalisme de Jones ne peut décrire pleinement que la lumière polarisée. De plus, cette représentation est particulièrement adaptée à une expérimentation car chaque paramètre correspond à une somme ou une différence d'intensité facilement mesurable. [15]

En multipliant l'équation (II.28) par  $4A_x^2 A_y^2$  et en prenant la valeur moyenne, on obtient l'équation suivante :

$$\left(\frac{E_x(z,t)}{A_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y(z,t)}{A_y}\right)^2 - 2\frac{E_x(z,t)E_y(z,t)}{A_x A_y} \cos(\Delta\varphi) = \sin^2(\Delta\varphi) \quad (\text{II.26})$$

$$4A_y^2 \langle E_x^2(0,t) \rangle + 4A_x^2 \langle E_y^2(0,t) \rangle - 8A_x A_y \langle E_x(0,t)E_y(0,t) \rangle \cos(\Delta\varphi) = (2A_x A_y \sin \Delta\varphi) \quad (\text{II.27})$$

Les valeurs moyennes des différents termes dans l'équation (II.27) valent :

$$\langle E_x^2(0,t) \rangle = \frac{1}{2} A_x^2 \quad (\text{II.28})$$

$$\langle E_y^2(0,t) \rangle = \frac{1}{2} A_y^2 \quad (\text{II.29})$$

$$\langle E_x(0,t)E_y(0,t) \rangle = \frac{1}{2} A_x A_y \cos(\Delta\varphi) \quad (\text{II.30})$$

D'où

$$2A_x^2 A_y^2 + 2A_x^2 A_y^2 - (2 A_x A_y \cos(\Delta\varphi))^2 = (2 A_x A_y \sin(\Delta\varphi))^2 \quad (\text{II.31})$$

Additionner et soustraire le terme  $A_x^4 + A_y^4$  dans le membre de gauche permet de réécrire l'équation (II.31) sous la forme suivante :

$$(A_x^2 + A_y^2)^2 - (A_x^2 - A_y^2)^2 - (2 A_x A_y \cos(\Delta\varphi))^2 = (2 A_x A_y \sin(\Delta\varphi))^2 \quad (\text{II.32})$$

A partir de cette équation, les paramètres de Stokes d'une onde plane sont couramment définis comme suit,

$$\begin{cases} S_0 = A_x^2 + A_y^2 \\ S_1 = A_x^2 - A_y^2 \\ S_2 = 2A_x A_y \cos(\Delta\varphi) \\ S_3 = 2A_x A_y \sin(\Delta\varphi) \end{cases} \quad (\text{II.33})$$

Les quatre éléments de S sont directement liés par l'expression :

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (\text{II.34})$$

**II.5.2.1. Cas d'une onde totalement polarisée [17]**

✓ **Polarisation linéaire**

Pour une onde polarisée linéairement avec une amplitude A et une orientation  $\theta$  (avec l'axe Ox),

$A_x = A \cos \theta$ ,  $A_y = A \sin \theta$  et  $\Delta\varphi = 0$ , on aura :

$$\begin{cases} S_0 = A_x^2 + A_y^2 = A^2 \\ S_1 = A_x^2 - A_y^2 = A^2 \cos 2\theta \\ S_2 = 2A_x A_y \cos(\Delta\varphi) = A^2 \sin 2\theta \\ S_3 = 2A_x A_y \sin(\Delta\varphi) = 0 \end{cases} \quad (\text{II.35})$$

Le vecteur de Stokes d'une onde à polarisation linéairement et orientée sous l'angle  $\theta$  par rapport à l'axe Ox est donné par :

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_0 \cos 2\theta \\ S_0 \sin 2\theta \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.36})$$

✓ **Polarisation circulaire**

Polarisation circulaire droite : dans ce cas,  $A_x = A_y = A$ , et  $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$  Par conséquent,

$$\begin{cases} 2A^2 \\ 0 \\ 0 \\ 2A^2 \end{cases} \quad (\text{II.37})$$

Polarisation circulaire gauche : dans ce cas,  $A_x = A_y = A$ , et  $\Delta\varphi = \frac{-\pi}{2}$  Par conséquent,

$$\begin{cases} 2A^2 \\ 0 \\ 0 \\ -2A^2 \end{cases} \quad (\text{II.38})$$

Les vecteurs de Stokes sont souvent normalisés par rapport à la composante. Six états de polarisation d'une onde lumineuse remarquables peuvent être exprimés de la façon suivante :

PLH	PLV	PL+45°	PL-45°	PLD	PCG
(S <sub>0</sub> )	(S <sub>90°</sub> )	(S+45°)	(S135°)	(S <sub>d</sub> )	(S <sub>g</sub> )
$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$

Tableau II.3. Vecteurs de Stokes normalisés. [17]

### II.5.2.2. Cas d'une onde non polarisée

Dans ce cas,  $A_x = A_y = A$ , et  $\Delta\varphi$ , varie aléatoirement dans le temps. Par conséquent,

$\langle \cos\Delta\varphi \rangle = \langle \sin\Delta\varphi \rangle$ . Ce qui donne,

$$\begin{cases} S_0 = A_x^2 + A_y^2 = 2A^2 \\ S_1 = 0 \\ S_2 = 0 \\ S_3 = 0 \end{cases} \quad (\text{II.39})$$

Ainsi, le vecteur de Stokes normalisé correspondant est donné par :

$$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.40})$$

On peut noter que, dans ce cas,

$$S_0^2 > S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (\text{II.41})$$

### II.5.2.3. Cas d'une onde partiellement polarisée

Une onde lumineuse quelconque de vecteur de Stokes  $S$  pourra se décomposer en une partie complètement polarisée et en une partie non polarisée, cette décomposition est unique :

$$S_{\text{Par}} = S_{\text{Pol}} + S_{\text{N pol}} \quad (\text{II.42})$$

La forme matricielle peut être exprimée comme suit :

$$\begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} pS_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (1-p) S_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.43})$$

Avec  $p$ , est le degré de polarisation, que nous appellerons DOP pour l'abréviation anglaise de *Degree of Polarization*,

$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (\text{II.44})$$

## II.6. Intensité à la sortie d'une lame biréfringente entre polariseur/analyseur

Pour observer l'interférence des deux ondes lumineuses issues de la lame anisotrope, il est nécessaire de placer un polariseur linéaire à la sortie de la lame (analyseur), est de faire vibrer les deux ondes issues de la lame, dans un même plan, c'est-à-dire de créer une vibration rectiligne dont on peut analyser l'intensité lumineuse [18]. L'intensité transmise  $I$  à la sortie de polariseur est donnée par,

$$I = J_s^* \cdot J_s \quad (\text{II.45})$$

**II.7. Conclusion**

Nous avons rappelé dans ce chapitre les notions physiques de la propagation de la lumière et la polarisation qui régissent la technique du filtrage interférentiel en polarisation et nous avons décrit le modèle mathématique pour chaque élément biréfringent en constituant le filtre. Le prochain chapitre sera consacré à la présentation détaillée d'un phénomène très important qui est la dispersion chromatique.





*CHAPITRE III*

### III.1. Introduction

Lorsqu'une impulsion se propage dans une fibre optique, elle subit toujours un phénomène de dispersion qui se traduit physiquement par un étalement temporel, cette dernière provoque la dégradation du signal au niveau de récepteur. Plusieurs types de dispersions existent, on cite la dispersion intermodale, la dispersion chromatique de signe opposé à celle de la fibre de ligne SMF, et la dispersion due à la phase non linéaire [19]. Dans notre cas on s'intéressera uniquement à la dispersion chromatique.

Plusieurs méthodes ont été développés afin de compenser la dispersion chromatique dans une fibre optique tels que les réseaux de guides d'ondes actifs (AWGs) [20], les circuits d'ondes lumineuses planaires [21], les filtres d'égalisation optique biréfringents [22], l'utilisation de fibres spécialement conçues avec une dispersion de signe opposé à celui de la fibre classique [23], une fibre à compensation de dispersion (DCF, Dispersion Compensation Fiber). Dans ce chapitre, nous allons compenser la dispersion chromatique en utilisant un filtre biréfringent interférentiel qui peut avoir une transmittance plate et une phase quadratique sur la bande de fonctionnement.

### III.2. Dispersion chromatique

L'origine de la dispersion chromatique provient de la dépendance fréquentielle de l'indice de réfraction, provoquant une variation de la vitesse de groupe en fonction de la fréquence. Typiquement, un milieu qui présente cette caractéristique est appelé milieu dispersif.

L'impulsion optique qui se propage dans des conditions linéaires le long d'un milieu dispersif, leur composantes fréquentielles associées à l'enveloppe se déplacent à des vitesses différentes, ce qui entraîne un élargissement temporel de l'impulsion [24].

La variation de phase relative de la réponse spectrale en fonction de la fréquence peut être plus facilement interprétée en utilisant une représentation en série de Taylor de la constante de propagation la fréquence centrale de l'impulsion d'entrée [25],

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 \quad (\text{III.1})$$

$\beta(\omega)$ , est la constante de propagation,

Où

$$\beta_m = \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega = \omega_0} \quad (m=1,2,3\dots) \quad (\text{III.2})$$

Le retard temporel induit par un profil de phase est déterminé par la dérivée du premier ordre de la variation de phase spectrale en fonction de la fréquence angulaire, à savoir,

$$t_{\text{delay}}(\omega) = - \frac{\partial \psi(\omega)}{\partial \omega}$$

Avec,  $\beta_0 = \frac{n(\omega_0)\omega_0}{c}$  rad/m (III.3)

$n$  : Indice de réfraction

$\omega_0$  : La Pulsation centrale

$c$  : Vitesse de la lumière

$\psi$  : Phase

Le terme de premier ordre  $\beta_1(\omega - \omega_0)$  est un déphasage linéaire en fonction de la fréquence, qui représente le retard de groupe global de l'enveloppe d'impulsion, et donc,  $\beta_1$  est l'inverse de la vitesse de groupe  $1/V_g$ .

$$\beta_1 = \left( \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)_{\omega = \omega_0} = \frac{1}{V_g} \quad \text{s/m} \quad (\text{III.4})$$

Le terme du second ordre  $\frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2$  est un déphasage quadratique, induisant la variation linéaire du retard de groupe, c'est la principale raison de l'élargissement de l'impulsion. Ainsi, est appelé le paramètre de dispersion de vitesse de groupe (GVD).

$$\beta_2 = \left( \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right)_{\omega = \omega_0} = \frac{\omega \cdot d^2 n}{c \cdot d \cdot \omega^2} \quad \text{s}^2/\text{m} \quad (\text{III.5})$$

Généralement, quand il s'agit d'une propagation dans une fibre optique, on utilise le paramètre de dispersion  $D(\lambda)$ . [26]

$$D(\lambda) = \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d \lambda^2} = - \frac{2\pi c}{\lambda^2} \cdot \beta_2 \quad \frac{\text{ps}}{\text{nm.km}} \quad (\text{III.6})$$

III.3. Méthode de synthèse d'un égaliseur biréfringent

Dans cette partie nous allons exposer les étapes et les outils nécessaires permettant la synthèse d'un égaliseur de dispersion chromatique en utilisant des éléments biréfringents. La structure de base de l'égaliseur est illustrée sur la Figure (III.1).

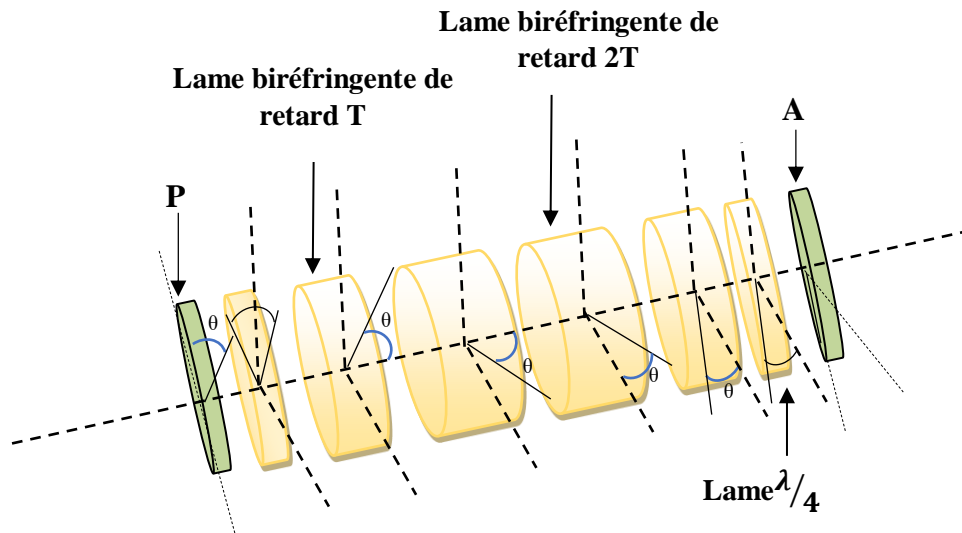


Figure III.1. Structure de base de l'égaliseur [27].

Il est composé d'un empilement de  $N = 6$  lames placés d'une manière symétrique entre polariseur et analyseur comme suit, une lame quart d'onde associée a une lame biréfringente de retard temporel  $T$ , deux lames biréfringentes de retard temporel  $2T$ , et enfin une lame biréfringente de retard temporel  $T$  associée à une lame quart d'onde, chaque lame est orientée sous un angle  $\theta$  par rapport à la précédente.

La fonction de transfert de l'égaliseur biréfringent est obtenue par le formalisme de Jones comme suit,

$$\begin{bmatrix} E_{A1} \\ E_{A2} \end{bmatrix} = [P_2][R'][\lambda^-][D][R][D][D][R][D][D][R][D][\lambda^+][R'][P_1] \begin{bmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{bmatrix} \tag{III.7}$$

Où  $[P_i]$ ,  $[R]$ ,  $[D]$  et  $[\lambda]$  sont les matrices de Jones de polariseur / analyseur, matrice de rotation, matrice de la lame biréfringente et matrice de lame quart d'onde respectivement, qui sont données par,

$$[P_1] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{III.8})$$

$$[P_2] = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{III.9})$$

$$[R] = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \quad (\text{III.10})$$

$$[D] = \begin{bmatrix} e^{-j\omega T} & 0 \\ 0 & e^{j\omega T} \end{bmatrix} \quad (\text{III.11})$$

$$[\lambda^+] = \begin{bmatrix} e^{-j\frac{\pi}{4}} & 0 \\ 0 & e^{j\frac{\pi}{4}} \end{bmatrix} \quad (\text{III.12})$$

$$[\lambda^-] = \begin{bmatrix} e^{j\frac{\pi}{4}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\pi}{4}} \end{bmatrix} \quad (\text{III.13})$$

Ici, T représente la moitié de la différence de temps de propagation entre les rayons ordinaires et extraordinaires pour chacune des sections biréfringentes et  $\theta$  est l'angle relatif. [R'] indique la rotation de  $\frac{\pi}{4}$ . L'équation (III.7) devient,

$$\begin{bmatrix} E_{A1} \\ E_{A2} \end{bmatrix} = [P_2][R'] \begin{bmatrix} e^{-2j\omega T} \cos\theta & e^{j\frac{\pi}{2}} \sin\theta \\ -e^{-j\frac{\pi}{2}} \sin\theta & e^{2j\omega T} \cos\theta \end{bmatrix}^n [R'][P_1] \begin{bmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{bmatrix} \quad (\text{III.14})$$

Où n représente l'ordre de l'égaliseur. Dans notre cas (figure III.1),  $n = 3$ . La matrice d'ordre n est donnée par [28],

$$\begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}^n = \begin{bmatrix} m_{11}U_{n-1}(\alpha) - U_{n-2}(\alpha) & m_{12}U_{n-1}(\alpha) \\ m_{21}U_{n-1}(\alpha) & m_{22}U_{n-1}(\alpha) - U_{n-2}(\alpha) \end{bmatrix} \quad (\text{III.15})$$

Où :

$$\alpha = \frac{1}{2}(m_{11} + m_{22}) \quad (\text{III.16})$$

Avec  $U_n$ , sont les polynômes de Chebyshev du deuxième ordre, donnés par,

$$U_n(\alpha) = \frac{\sin((n+1)\cos(\alpha))}{\sqrt{1-\alpha^2}} \quad (\text{III.17})$$

Les vecteurs du champ électrique à la sortie de l'égaliseur peuvent s'écrire,

$$\begin{bmatrix} E_{A1} \\ E_{A2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ -[U_{n-1}(\alpha) - U_{n-2}(\alpha)\sin(2\theta) + j\sin(\theta)U_{n-1}(\alpha)]E_{x_0} \end{bmatrix} \quad (\text{III.18})$$

Où :

$$\alpha = \cos(\theta) \cos(2\omega T) \quad (\text{III.19})$$

La fonction de transfert de l'égaliseur est définie comme le rapport de l'amplitude complexe du signal de sortie  $E_s$ , qui est donnée par une combinaison linéaire de  $E_{A1}$  et  $E_{A2}$ , et l'amplitude complexe du signal d'entrée  $E_i$ , comme,

$$T_n(\omega) = (\alpha U_{n-1}(\alpha) - U_{n-2}(\alpha))\sin(2\theta) + j\sin(\theta)U_{n-1}(\alpha) \quad (\text{III.20})$$

Retard de groupe peut être définie comme,

$$T_g(\omega) = -\frac{d}{d\omega} \arg[T(\omega)] \quad (\text{III.21})$$

La dispersion du retard de groupe,

$$\beta_2(\omega) = -\frac{dT_g(\omega)}{d\omega} = \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \quad (\text{III.22})$$

Avec,

$\omega$  : La pulsation

$\phi$  : La phase

III.3.1. Simulation

Dans cette partie nous allons illustrer à travers des exemples de simulation sous MATLAB la fiabilité de la méthode de synthèse. Dans ce qui suit nous montrerons l'influence de l'angle  $\theta$  sur la transmittance et le retard de groupe de l'égaliseur.

III.3.1.1 Influence de l'angle de rotation sur la transmittance et la phase de l'égaliseur

Prenons à titre d'exemple  $n = 16$  pour les deux valeurs de l'angle  $\theta$ .

(a)  $\theta = \frac{\pi}{12}$

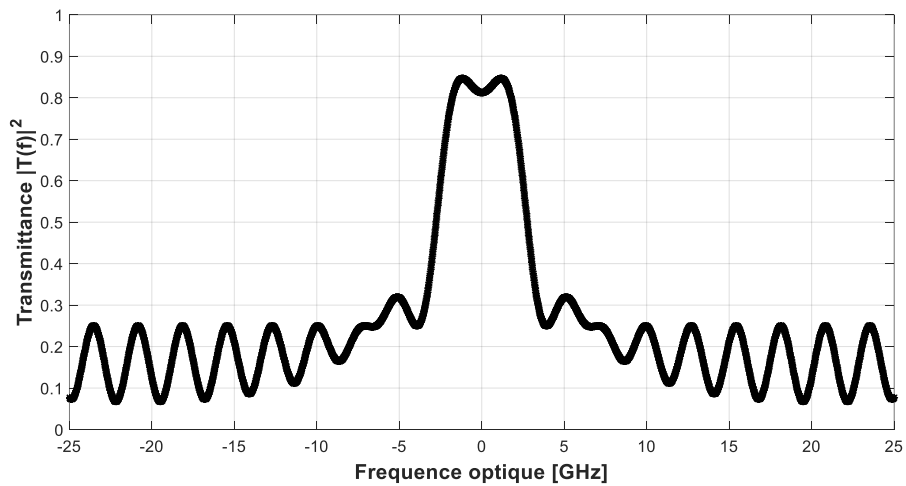


Figure III.2. Transmittance de l'égaliseur  $n = 16$ ,  $\theta = \frac{\pi}{12}$

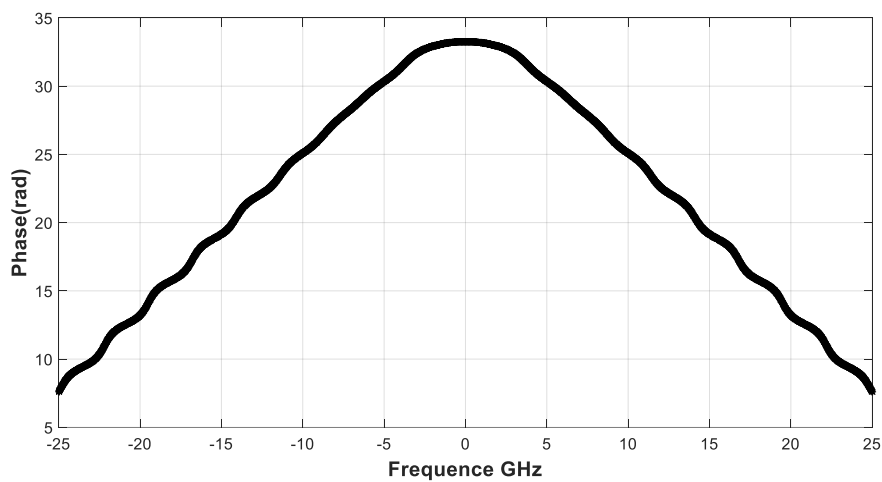


Figure III.3. La phase de l'égaliseur  $n = 16$ ,  $\theta = \frac{\pi}{12}$

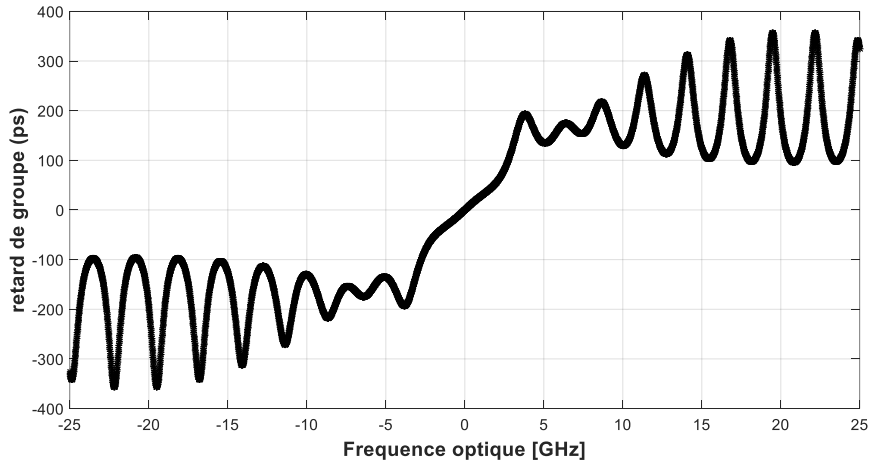


Figure III.4. Retard de groupe de l'égaliseur  $n = 16$ ,  $\theta = \frac{\pi}{12}$

(b)  $\theta = \frac{\pi}{2.75}$

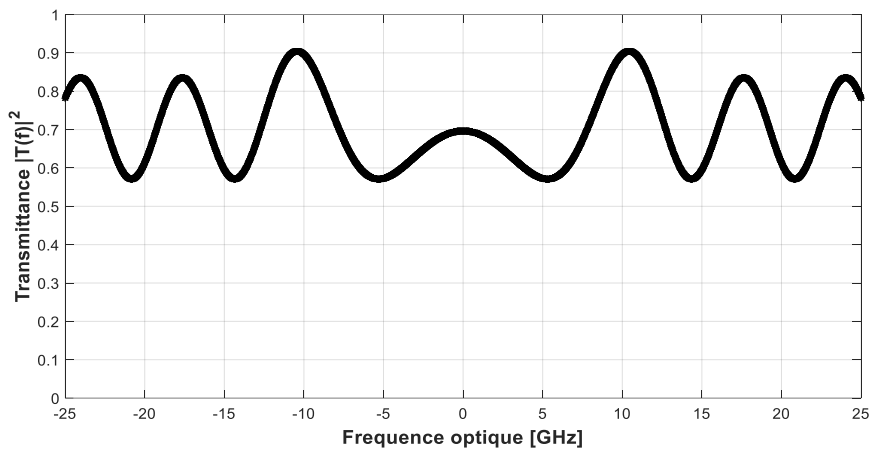


Figure III.5. Transmittance de l'égaliseur  $n = 16$ ,  $\theta = \frac{\pi}{2.75}$

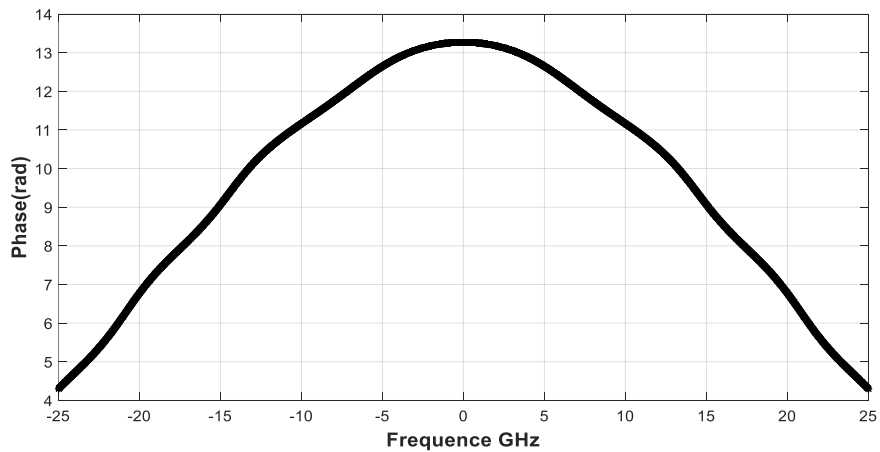
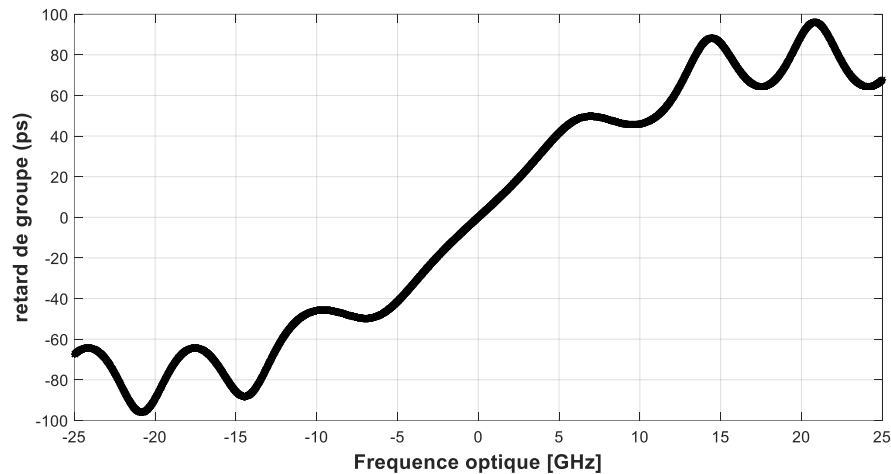


Figure.III.6. Phase de l'égaliseur  $n = 16$ ,  $\theta = \frac{\pi}{2.75}$





**Figure III.7.** Retard de groupe de l'égaliseur  $n = 16$ ,  $\theta = \frac{\pi}{2.75}$

D'après les courbes obtenus on remarque que pour un angle de rotation plus faible, la bande passante de transmission est plus étroite, ainsi une dispersion de retard de groupe plus grande. Il est clair que l'égaliseur est très efficace pour une utilisation dans les systèmes de transmission optique très haut débit (réseaux WDM).

### III.3.1.2 Angle de rotation optimal

D'après les figures dans la section précédente. On voit bien que des différents  $\theta$  donne des différents résultats, dans notre travail on veut trouver l'angle optimal de l'équation (III.20) qui sert notre problématique sur la plage  $[-7 ; 7]$  GHz, c'est-à-dire une transmittance plate et un retard de groupe linéaire pour compenser une quantité de dispersion de retard de groupe de  $2880 \text{ ps}^2$ . Cette problématique peut être résolue par l'algorithme d'optimisation PSO. Il cherche l'angle qui minimise la fonction d'erreur entre la fonction idéale et la fonction de transfert déduit par le formalisme de Jones [29].

Les algorithmes de type Particle swarm Optimisation (PSO) sont des algorithmes d'optimisation stochastiques qui maintiennent au fil des itérations une population de solutions potentielles au problème. Ils ont été proposés par Kennedy et Eberhart en 1995 [30], qui se sont inspirés du comportement collectif des vols d'oiseaux ou des bancs de poissons. Les solutions potentielles ou particules se déplacent aléatoirement dans l'espace de recherche (l'espace de problème) de la fonction objective. Chaque particule a une position et une vitesse dans l'espace

du problème. A chaque itération  $k$ , les particules se déplacent en prenant en compte leur meilleure position  $p_{best}^k$ . Mais aussi la meilleure position globale  $g_{best}^k$ . Les positions et les vitesses des particules sont mises à jour à travers les deux équations suivantes,

$$\begin{cases} v_i^{k+1} = \omega v_i^k + c_1 rand_1 (P_{best,i}^k - x_i^k) + c_2 rand_2 (g_{best}^k - x_i^k) \\ x_i^{k+1} = x_i^k + v_i^{k+1} \end{cases} \quad (III.23)$$

Avec,  $c_1, c_2$  sont des constantes positives, et  $rand_1, rand_2$  sont deux variables aléatoires ayant une distribution uniforme entre  $[0, 1]$ ,  $\omega$  est le poids d'inertie.

Avec,

$$\omega = \omega_{max} - \frac{iter(\omega_{max} - \omega_{min})}{iter_{max}} \quad (III.24)$$

Où  $\omega_{min}$  et  $\omega_{max}$  sont les poids max et min respectivement.  $iter, iter_{max}$ , sont les nombres d'itérations actuel et max respectivement. Les étapes de l'algorithme PSO nécessaire pour résoudre le système d'équations non linéaires sont,

**Etape1** : initialiser chaque particule dans la population par des valeurs aléatoires.

**Etape2** : calculer la fitness pour chaque particule.

**Etape3** : mettre à jour la vitesse et la position pour chaque particule (III.23).

**Etape4** : comparer la fitness de chaque particule avec celle de  $p_{best}^k$ . Si la fitness de la particule est meilleure que celle de  $P_{best}^k$ , on met à jour  $p_{best}^k$ . Si est meilleure que  $g_{best}^k$ , on met à jour  $p_{best}^k$ .

**Etape5** : répéter les étapes 3 et 4 jusqu'à la fin des itérations.

Les résultats sont donnés dans les figures suivantes,

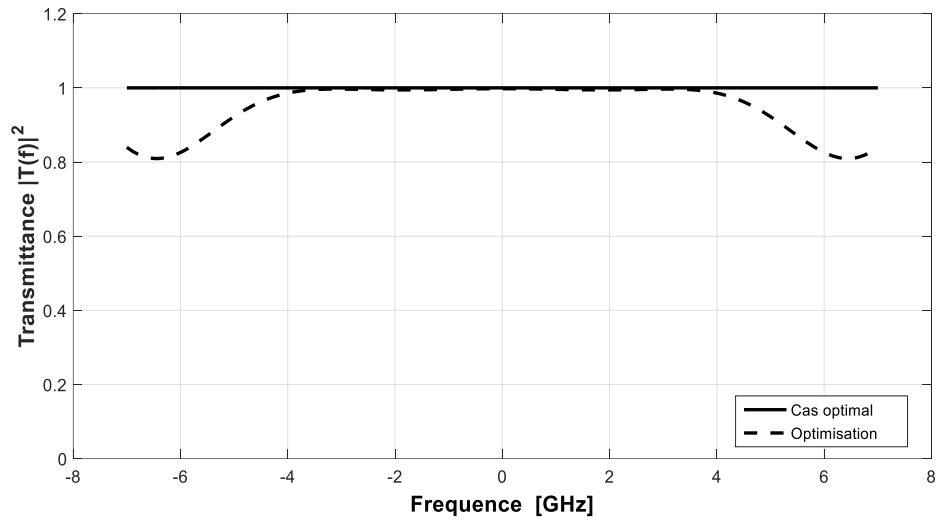


Figure III.8. Transmittance obtenue par la méthode d'optimisation.

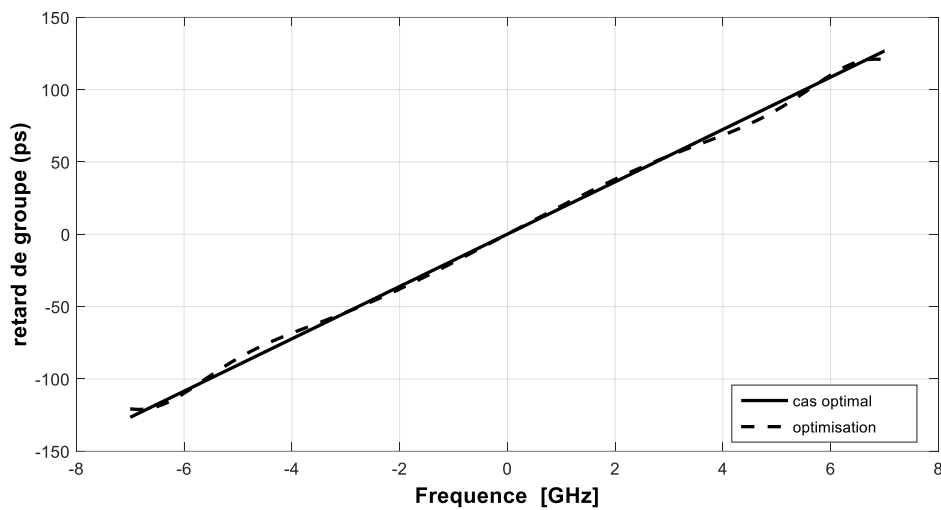


Figure III.9. Retard de groupe obtenu par la méthode d'optimisation.

- ✓ Après 500 itérations on a trouvé que le meilleur choix de  $\theta$  pour notre hypothèse est  $\theta \approx \pi/4$ , dans la figure (III.8) on voit bien que la transmittance est maximale sur la plage de fréquence désirable, cette obligation est due que pour faire la compensation le spectre d'entrée ne doit pas subir une distorsion sur l'amplitude spectral, c'est-à-dire on va introduit seulement un effet de phase, cette phase doit être quadratique alors un retard de groupe linéaire.

- ✓ La figure (III.9) nous montre un retard de groupe linéaire de notre égaliseur qui correspond à une quantité de dispersion de retard de groupe de 2880 ps<sup>2</sup>.

### III.3.1.3. Compensation de la dispersion chromatique par un filtre de phase biréfringent

Après avoir choisi le bon angle de rotation  $\theta = \frac{\pi}{4}$ , dans cette partie nous allons montrer a travers un exemple comment compenser la dispersion chromatique en se basant sur la méthode décrite ci-dessus. Dans ce cas la fonction de transfert de l'équation (III.20) devient,

$$T(f) = \frac{1}{\sqrt{2}} \cos(\psi_1 + \psi_2) U_{n-1}(\alpha) - U_{n-2}(\alpha) + \frac{j}{\sqrt{2}} \sin(\psi_2 - \psi_1) U_{n-1}(\alpha) \quad (III.25)$$

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}} \cos(\psi_1 + \psi_2) \quad (III.26)$$

Avec :

$$\psi_1 = 2\pi fT_1 + \psi_{01} \quad (III.27)$$

$$\psi_2 = 2\pi fT_2 + \psi_{02} \quad (III.28)$$

Où  $\psi_1$  et  $\psi_2$  sont les retards de phase relatifs des premières et deuxièmes sections, y compris les déphasages  $\psi_{01}$  et  $\psi_{02}$ , et  $f$  est la fréquence relative,  $T_1=T_2=T$ , ici T est le demi de temps de retard de propagation, avec  $\psi_{02} = -\psi_{01}$ ,

Le filtre polynomial de Chebyshev de deuxième ordre est réalisé, pour un égaliseur de  $n=20$   $T_1=T_2=T=6ps$ ,  $\psi_{01} = -\pi/4$  et  $\psi_{02} = \pi/4$ , le de retard de groupe linéaire 200ps dans la plage de fonctionnement 14Ghz et la transmittance est réalisé et présenté dans les figures (III.10) (III.12).

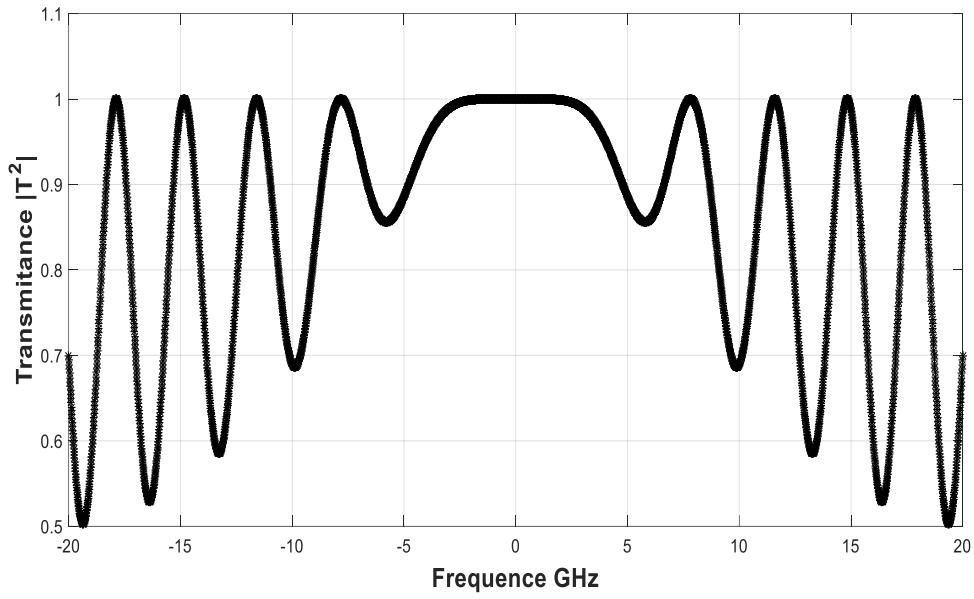


Figure III.10. Transmittance de l'égaliseur.

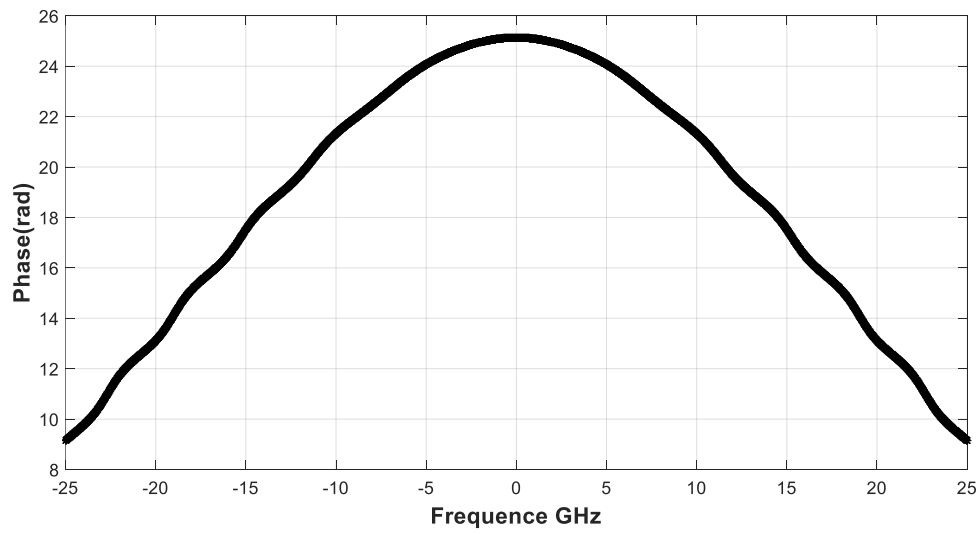
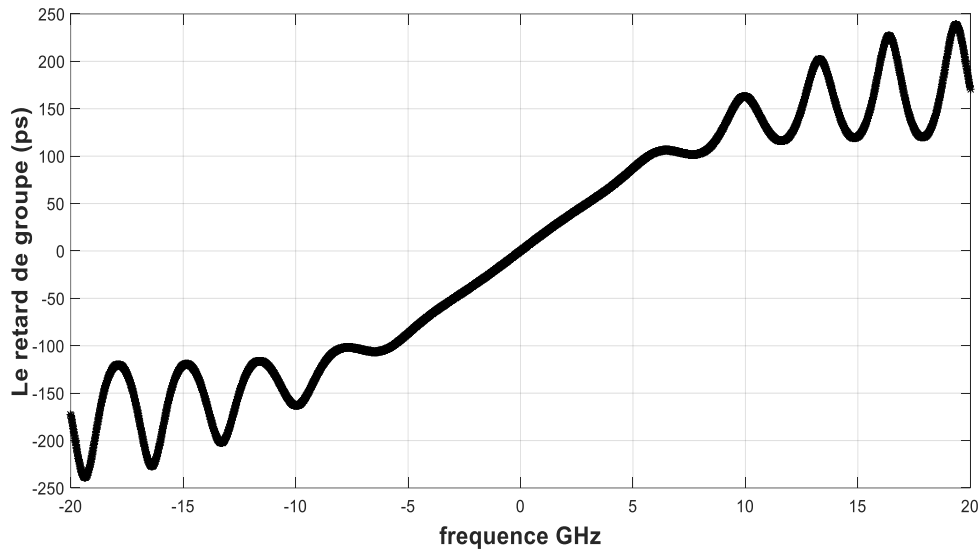
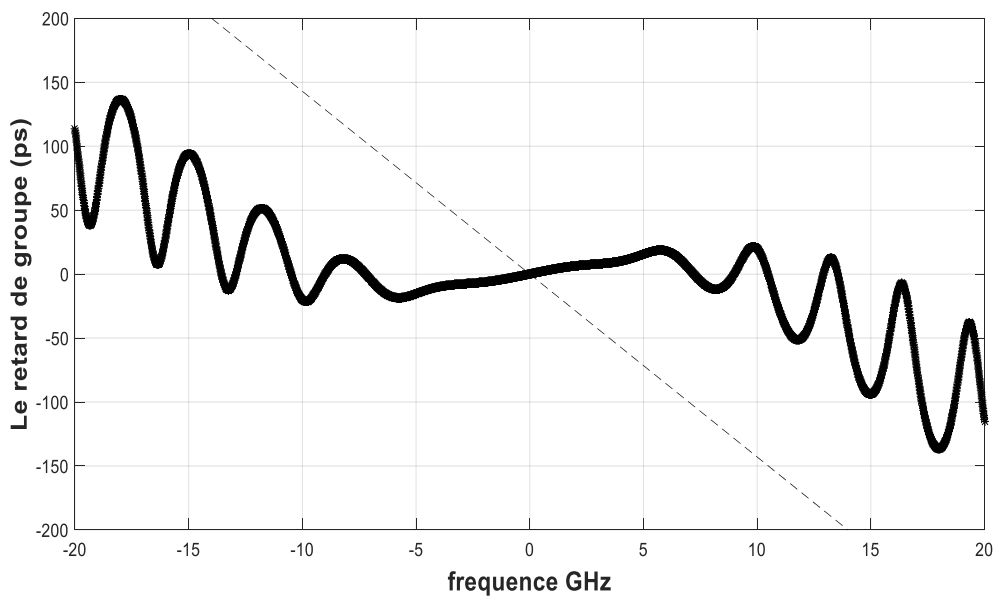


Figure III.11. Phase de l'égaliseur.



**Figure III.12.** Retard de groupe de l'égaliseur.



**Figure III.13.** Égalisation de dispersion à retard de groupe des fibres à dispersion normale ( $L=100$  km).

Comme on peut le voir dans la figure (III.13), elle montre une dispersion de fibre de  $-18$  ps/nm.km avant l'égalisation, et un retard de groupe après l'égalisation (compensation de retard de groupe avec une distance de 100 km). Avec la fréquence centrale de l'impulsion d'entrée est de 1050 nm.

On remarque aussi que la courbe de retard de groupe résultante est presque plate, alors l'impulsion optique temporelle à la sortie de l'égaliseur sera similaire à l'impulsion d'entrée de la fibre.

#### **III.4. Conclusion**

Dans ce chapitre on a montré l'architecture de base de l'égaliseur optique proposé. Cet égaliseur à une fonction de transfert basée sur le polynôme de chebyshev de deuxième ordre. Après l'avoir utilisé on a trouvé une transmittance plus plate sur la bande passante de fonctionnement et un retard de groupe linéaire approprié pour la compensation de la dispersion de retard de groupe des fibres optiques. Notre simulation MATLAB nous montre une excellente performance pour les caractéristiques d'amplitude et la dispersion de retard de groupe de l'égaliseur.



*Conclusion générale*



## *Conclusion générale*

---

La fibre optique est un des dispositifs clés dans le réseau optique apparaît de nos jours comme la meilleure solution pour les transmissions à haut débit et même de très haut débit. En effet les résultats de recherches les plus récentes indiquent la possibilité de dépasser des débits de plusieurs Térabit/s dans une fibre de silice de 125 $\mu$ m de diamètre. Actuellement, deux méthodes sont utilisables séparément ou ensemble pour augmenter le débit d'une fibre optique : soit augmenter le débit dans chaque canal ou/et augmenter le nombre de canaux. Le principal problème qui limite le débit dans les liens de transmission est la dispersion chromatique.

Dans ce contexte, nous avons décrit dans le premier chapitre brièvement les différentes générations de l'évolution de la fibre optique et on a vu les différents types de cette dernière et les caractéristiques qui spécifient chaque une d'elles ainsi que ces avantages. Ensuite, on a présenté les phénomènes qui influent sur la transmission du signal lumineux lors de sa propagation dans la fibre optique.

Dans le second chapitre, nous avons commencé par faire un rappel sur la polarisation qui régit la technique du filtrage interférentiel en polarisation et nous avons décrit le modèle mathématique pour chaque élément biréfringent en constituant le filtre.

Le troisième chapitre traite l'analyse de base de l'égaliseur optique où on a conclu que l'utilisation d'un filtre biréfringent de dispersion chromatique opposé à celle de la fibre permet de contrôler l'étalement fréquentiel des signaux qui se propagent dans les fibres. Ainsi, nous avons fait des tests de faisabilité sur logiciel MATLAB et on a pu observer que la méthode présentait des résultats convenables.

### Chapitre I

- [1] :Site Internet : <http://cableorganizer.fr/learning-center/article/historique-et-production-de-fibre-optique.html>.
- [2] : Alain COZANNET, Henri MAITR, Jacques FLEURET, Michel ROUSSEAU, Optique Et Télécommunication, Eyrolles, paris, 1983.
- [3] : Pierre LECOY Hermès, “Télécom Sur Fibres Optiques” (2<sup>ème</sup> édition revue et augmentée), 1 vol. 280 p, Paris, 1997.
- [4] : REDJDAL Kaci, Mémoire de Master, ” Étude d’une Chaîne de Télécommunication Optique”, Université Abderahmane Mira de Bejaia, 2013.
- [5] : LAISSAOUI FATIMA, BENDJEDDOU ZOHRA, mémoire de Master, “L’influence des paramètres optogéométriques d’une FBG chirpée sur la réponse spectrale de réflectivité destinée pour la compensation de la dispersion chromatique”, Université de Mohamed El-Bachir El-Ibrahimi - Bordj Bou Arreridj, 2019.
- [6] : Bertrand KIBLER, Thèse de Doctorat, “Propagation Non-linéaire D’impulsions Ultracourtes Dans Les Fibres Optiques De Nouvelle Génération”, Université de Franche-Comté, École doctorale sciences physiques pour l’Ingénieur et microtechniques, le 28 juin 2007.
- [7] : Jean-Charles BEUGNOT, Thèse de Doctorat, “La Diffusion Brillouin Dans Les Fibres Optiques Microstructures”, Université de Franche-Comté, école doctorale Sciences physiques pour l’ingénieur et microtechniques, le 12 Décembre 2007.
- [8] : Sébastien Le Floch, Thèse de Doctorat, “Etude De La Diffusion De Brillouin Stimulée Dans La Fibre Monomode Standard Application Aux Capteur De Température Et De Pression”, Université de Bretagne occidentale, Le 3 Décembre 2001.

### Chapitre II

- [9] : R.Taillet, ”Optique physique : Propagation de la lumière”, 2006.
- [10] : J-P. Changeux, Odile Jacob, ”La lumière au siècle des Lumières aujourd’hui : art et science”, 2005.
- [11] : S. Huard, ”Polarisation de la lumière”, Masson, 1994.

## *Liste des références*

---

- [12] : Abdullah Eroglu, "Wave Propagation and Radiation in Gyrotropic and Anisotropic Media Wave propagation", 2010.
- [13] : Drioche Youcef, Mémoire de Master, "mise en forme des impulsions laser par les filtres biréfringents à gabarit prédéfinis", université 8 mai 1945 Guelma, juin 2018.
- [14] : Site Internet : [www.phymain.unisciel.fr/voir-a-travers-une-vitre-malgre-le-reflet/](http://www.phymain.unisciel.fr/voir-a-travers-une-vitre-malgre-le-reflet/)
- [15] : Site Internet : [www.rennes.udppc.asso.fr/IMG/pdf/dossier46.pdf](http://www.rennes.udppc.asso.fr/IMG/pdf/dossier46.pdf)
- [16] : Abde Rezzaq HALASSI, Thèse de Doctorat, "Contribution à l'Etude et à la Mise en œuvre de Filtres Dynamiques Dédiés aux Architectures de Télécommunications Optiques Nouvelle Génération", université Guelma 8 Mai 1945, 19 octobre 2016.
- [17] : A. Kumar, A. Ghatak, "Polarization of light with applications in optical fibers", SPIE, 2011.
- [18] : J-R Champeau, R. Carpentier, "Ondes lumineuses : Propagation, optique de Fourier", e-boeck, 2009.

## **Chapitre III**

- [19] : Saïd Terniche, "Compensation de la dispersion chromatique d'un laser à fibre dopée à l'erbium", Université de Mostaganem, Novembre 2012.
- [20] : Fady I. El-Nahal, "Channel control and dispersion compensation using active arrayed waveguide grating (AWG)," Opto-Canada: SPIE Regional Meeting on Optoelectronics, Photonics, and Imaging. 103131U, 2017.
- [21] : K. Takiguchi, K. Okamoto, K. Moriwaki, IEEE Photon. Technol. Lett. 6. 561, 1994.
- [22] : R.H. Chu, G.E. Town, "Synthesis of birefringent equalizing filters for WDM dispersion compensation," Optics Communications 214 147–154, 2002.
- [23] : Kheris Saliha, Badra Bouabdallah, "Analysis three dispersion compensation techniques using DCF," Journal of Optical Communications, 2021.
- [24] : B. E. A. Saleh and M. C. Teich, "Fundamentals of photonics", New York, NY, USA: Wiley, 2nd edn, 2013.

## *Liste des références*

---

- [25] : Loic Deyra, Thèse de Doctorat, ‘‘Développements et nouveaux concepts pour les lasers solides ultraviolets’’, institut d’optique graduat Schoor, 2014.
- [26] : Jeong Hyun Huh, Thèse de Doctorat, ‘‘Fiber-optics reconfigurable temporal intensity optical pulse shaping using chromatic dispersion: methods and applications’’, Université du Québec, 2018.
- [27] : Manish Sharma , ‘‘Optical Circuits for Equalizing Group Delay Dispersion of Optical Fibers’’, journal of lightwave technology, vol 12, no.10, octobre 1994.
- [28] : M. Born and E. Wolf, ‘‘Principles of Optics’’. Oxford, England: Pergamon, ch. 1, p. 66, 1964.
- [29] : Abderezzaq Halassi, Youcef Driouche, Rachid Hamdi, Badr-Eddine Benkelfat, Article, Generalized temporal synthesis method for a birefringent laser pulse shaper, Journal of the Optical Society of America A, November 2020.
- [30] : J.Kennedy, R.Eberhart, "Particle swarm optimization", proceedings of the IEEE International Conference on Neural Networks, Vol.4, pp.1942-1948, 1995.

## Annexe

---

```
clear all
close all
clc

T1 = 6; % temps de retard de propagation
T2 = 6; % temps de retard de propagation
psi_01 = -pi/4; %déphasage
psi_02 = pi/4; %déphasage
f_o=193.4166; %fréquence originale
f1=f_o+0.05; %fréquence décalé
f2=f_o-0.05 %fréquence décalé
f = (f2-f_o):0.00001:(f1-f_o);%fréquence
Ve = [1 ; 0]; %veteur d'entrée
theta = pi/4; %angle de rotation
matrice_1 = [cos(theta) -sin(theta) ; sin(theta) cos(theta)];
%matrice de rotation
matrice_2 = [cos(theta) sin(theta) ; -sin(theta)cos(theta)];
%matrice de rotation inverse
pola = [1 0 ; 0 0];%matrice de polariseur
n = 16; %nombre des sections

%-----Calcul de fonction de transfert-----

for compt1 = 1:length(f);

psi_1 = 2*pi*f(compt1)*T1+psi_01; %Ratard de phase
relatif
psi_2 = 2*pi*f(compt1)*T2+psi_02; %Ratard de phase
relatif
alpha = cos(theta)*cos(2*2*pi*f(compt1)*T1);
U1 = sin(n*acos(alpha))/(sqrt(1-(alpha)^2));
U2 = sin((n-1)*acos(alpha))/(sqrt(1-(alpha)^2));
T(compt1) = (alpha*U1-U2)*sin(2*theta)-j*sin(theta)*U1;
I (compt1) = conj(T(compt1))*T(compt1);
Fiber(compt1) = (-0.0143)*10^6*f(compt1);

end

%-----Traçage de la Transmittance -----

figure(1)
plot (f*10^3,I,'k*')
xlabel('Frequence GHz')
ylabel('Transmittance |T(f)|^2')
grid on
xlim([-25 25])
ylim([ 0 1])

%-----Traçage de la phase -----

figure(2)
plot (f*10^3,phase(T(1,:)),'k*')
xlabel('Frequence GHz')
ylabel('Phase(rad) ')
grid on
```

## Annexe

---

```
xlim([-25 25])

%-----Traçage de retard de groupe -----

g_delay      = diff(phase(T(1,:)))/diff(f);
x            = length(f);
y            = length(g_delay);
g_delay(x)   = g_delay(y);
g_delay      = -1/(2*pi).*g_delay;

figure(3)
plot (f*10^3,g_delay,'k*')
xlim([-25 25])
xlabel('frequence GHz')
ylabel('retard de groupe (ps)')
grid on
```