

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 Electronique et Télécommunications



# Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister en Télécommunications

**OPTION: Télécommunications**

Par

**BOUMAKH Yassine**

**Thème**

**Contribution à l'Etude des Dispositifs et Composants  
Dédiés Aux Réseaux à Fibre Optique  
Reconfigurables**

**Devant le Jury :**

<b>Président</b>	<b>Pr : BOUKROUCHE Abdel Hani Prof</b>	<b>Université. 8 mai 1945 Guelma</b>
<b>Rapporteur</b>	<b>Dr : HAMDI Rachid</b>	<b>MC-A Université. 8 mai 1945 Guelma</b>
<b>Examineurs</b>	<b>Dr: BOUALLEG Ahcène</b>	<b>MC-A Université. 8 mai 1945 Guelma</b>
	<b>Dr : REDADAA Salah</b>	<b>MC-A Université. 8 mai 1945 Guelma</b>
<b>Invité</b>	<b>Dr : TABA Med Tahar</b>	<b>MC-B Université. 8 mai 1945 Guelma</b>

**SESSION 2012**

**A MES CHÈRES ENFANTS**

**RAYANE**

**REDAH**

**SABAH**

# Remerciements

La personnalité marquante de Monsieur Rachid HAMDI, et son savoir on fait que je me suis intéressé à la télécommunication par fibre optique.  
Il a su me faire découvrir ce passionnant domaine de recherche, en prodiguant conseils et encouragement, je suis très sincèrement reconnaissant envers lui.

Monsieur Abdel Hani BOUKROUCHE, professeur à l'université 8 mai 1945 a bien voulu assurer la présidence du jury de cette mémoire. Je le prie de trouver ici l'expression de ma respectueuse reconnaissance.

Je remercie vivement Monsieur Achène BOUALLEG, Maître de conférences à l'université 8 mai 1945 - GUELMA, pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être examinateur.

Tous mes remerciements vont également à monsieur REDADAA Salah, Maître de conférences à l'université 8 mai 1945–GUELMA, pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail.

Je ne saurai oublier dans ces remerciements mes parents, mes frères et sœurs pour leur compréhension, leur aide et l'affection constante qu'ils n'ont cessé de me témoigner. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma très profonde gratitude.

Je tiens à présenter mes reconnaissances et mes remerciements à ma femme qui n'a jamais cessé de me soutenir pour que je puisse finir mes études et à qui je voudrais exprimer mes affections et mes gratitudes.

Enfin, j'adresse mes plus sincères remerciements à Hallasi Abderezak, Harat Hocine, et à tous mes proches et amis, qui m'ont toujours soutenu et encouragé au cours de la réalisation de ce mémoire. Merci à tous et à toutes.

## المساهمة في دراسة أجهزة ومكونات لشبكات الألياف البصرية المضبطة

### ملخص:

يتمحور عملنا في ثلاثة محاور رئيسية. المحور الأول يهدف الى عرض طريقة معالجة مرشحات مزدوج الانكسارية بواسطة طريقة توليف المرشحات محدودة الاستجابة. لأنه يقوم على تقريب بواسطة خوارزمية ريمز أن يوفر مستوى أفضل من الفص الجانبي بالمقارنة مع تقريب بواسطة سلسلة فورييه وبتحكم في زوايا اتجاه الميل لوحات مزدوج الانكسارية المختلفة المكونة للمرشح. كنا قادرين على حساب على سبيل المثال العناصر المختلفة لتشكيل مرشح وجود عرض النطاق الترددي من 10 جيجاهيرتز دو مستوى مسطح. المحور الثاني فيتعلق بمعالجة مرشح مزدوج الانكسارية لاستخدامه كمعوض التشتت. كمثال على وظيفة تشتت مع معيار تأخر مجموعة القطعي أقل من 4 بيكو ثانية من عرض النطاق الترددي دو 10 جيجاهيرتز مع امكانية تحمل التشتت التراكمي يفوق 2000 بيكو ثانية/نانومتر و توهين يقدر ب 0.1 ديسبيل أما المحور الأخير فيشير إلى دراسة مانع الطول الموجي وهو جهاز مهم يمكن استعماله في أنظمة اضافة/اقتطاف ضوئي مضبطة

### الكلمات الرئيسية:

شبكات الاتصالات البصرية والضوئية – نظام متعدد ارسال اضافة/اقتطاف ضوئي- مانع أطوال الموجات- مبدل ضوئي- مرشح مستقطب – لوحة مزدوج الأنكسارية – بلور سائل

Contribution to the Study of Devices and Components for the networks with  
Reconfigurable Optical Fiber

**Abstract:**

The topic under the magister is the study of devices and components for the networks to fiber optic reconfigurable. Our work is articulated around three main axes. The first axis aims to expose a method of synthesis of birefringent filters by the method of synthesis of Finite Impulse Response filters. It is based on approximation by Remez algorithm that provides a level of side lobe compared to the best approximation by series of fourrier and on the orientation angles of orientation of different birefringent plates constituting the filter. We were able to calculate for example the different elements forming a bandpass filter having a bandwidth of 10 GHz with a flat magnitude. The second axis relates to the synthesis of a birefringent filter used as a dispersion compensator. We then synthesized as an example of dispersion function with a standard hyperbolic group delay less than 4 ps over a bandwidth of 10GHz and tolerating a cumulative dispersion up to 2003 ps / nm with an attenuation of 0.1 dB. The last line refers to the study of a wavelength blocker is an important device used as a reconfigurable subsystem within ROADMs.

**Keywords :**

Optical telecommunication networks, optical multiplexer / drop reconfigurable wavelength blocker, optical switch, polarization filter, birefringent plates, liquid crystal.

# Contribution à l'Etude des Dispositifs et Composants Dédiés Aux Réseaux à Fibre Optique Reconfigurables

## Résumé

Le thème traité dans le cadre de ce magister concerne l'étude des dispositifs et composant dédiés aux réseaux à fibre optique reconfigurables. Notre travail est articulé autour de trois axes principaux. Le premier axe a pour objectif d'exposer une méthode de synthèse des filtres biréfringents par la méthode de synthèse des filtres à Réponse Impulsionnelle Finie. Elle est basée sur l'approximation par l'algorithme de REMEZ qui assure un niveau de lobe secondaire meilleur comparativement à l'approximation par série de fourrier et en jouant sur l'orientation des angles d'orientation des différentes lames biréfringentes constituant le filtre. Nous avons ainsi pu calculer par exemple les différents éléments formant un filtre passe bande ayant une bande passante de 10 GHz avec une amplitude plate. Le deuxième axe concerne la synthèse d'un filtre biréfringent utilisé comme Compensateur de Dispersion. Nous avons alors synthétisé comme exemple une fonction de dispersion de forme hyperbolique avec un écart de retard de groupe inférieur à 4 ps sur une largeur de bande de 10GHz en tolérant ainsi un cumul de dispersion allant jusqu'à 2003 ps/nm avec une atténuation de 0.1 dB. Le dernier axe se rapporte à l'étude d'un bloqueur de longueur d'onde qui est un dispositif reconfigurable important utilisé comme sous système dans les ROADMs.

## Mots-Clefs

Réseaux de télécommunication optique, multiplexeur optique à insertion/extraction reconfigurable, bloqueur de longueur d'onde, commutateur optique, filtre en polarisation, lame biréfringentes, cristaux liquides



# Sommaire

<b>Introduction générale</b>	1
<b>Chapitre 1: Introduction Aux Réseaux De Télécommunications Par Fibre Optique</b>	4
<b>1.1 Introduction</b>	4
<b>1.2 Différents types de réseaux de Télécommunications optiques</b>	4
1.2.1 Réseaux de Télécommunications optiques longue distance	5
1.2.2 Réseaux de Télécommunications optiques métropolitains	5
1.2.3 Réseaux de Télécommunications optiques d'accès	7
<b>1.3 Propagation de la lumière dans la fibre optique</b>	8
1.3.1 Présentation générale des fibres optiques	8
1.3.2 Principaux effets non linéaires dans les fibres optiques	11
1.3.3 Atténuation dans la fibre	12
1.3.4 Dispersion Chromatique	13
1.3.5 Effet de la Dispersion Chromatique	15
1.3.6 Dispersion de mode de Polarisation	15
<b>1.4 Les Principaux Composants d'un Système de transmission WDM</b>	16
1.4.1 Amplificateur Optique	16
1.4.2 Egaliseur Dynamique de Gain (DGE)	16
1.4.3 Egaliseur Dynamique de Canaux (DCE)	17
1.4.4 Fibre de Compensation de Dispersion	17
1.4.5 Les Isolateurs	17
1.4.6 Les Coupleurs Optiques	17
1.4.7 Les Filtres Optiques	18
1.4.8 Les Multiplexeurs Optique à Insertion/Extraction Reconfigurable (ROADM)	18
<b>1.5 Différents Implémentation des ROADM</b>	21
1.5.1 ROADM basé sur un WB	21
1.5.2 ROADM basé sur un WSS	22
1.5.3 ROADM basé sur un WXC	24
<b>1.6 Conclusion du chapitre 1</b>	25
<b>Chapitre 2 : Filtres biréfringents</b>	26
<b>2.1 Introduction</b>	26
<b>2.2 Phénomènes physiques</b>	26
2.2.1 Biréfringence	26
2.2.2 Polarisation	26
2.2.3 Cristaux liquides	28

<b>2.3 Différents éléments constitutifs d'un filtre biréfringent</b>	<b>33</b>
2.3.1 Polariseur	33
2.3.2 lame biréfringente	34
<b>2.4 Description mathématique des phénomènes liés à l'état de polarisation d'une onde optique</b>	<b>35</b>
2.4.1 Introduction	35
2.4.2 Représentation de la polarisation à partir du formalisme de Jones	37
2.4.2.1 Vecteur de Jones	38
2.4.2.2 Matrice de Jones	39
2.4.2.3 Cas d'une lame biréfringente entre polariseur/analyseur	41
<b>2.5 Filtres biréfringents</b>	<b>41</b>
2.5.1 Paramètres et caractéristiques	41
2.5.2 Filtres de LYOT	43
2.5.3 Filtre de SOLC	46
<b>2.6 Réponse impulsionnelle d'une série de lames biréfringentes</b>	<b>49</b>
<b>2.7 Conclusion du chapitre 2</b>	<b>52</b>
<b>Chapitre 3 : Synthèse d'un Filtre RIF et d'un Compensateur de Dispersion à base d'éléments biréfringents</b>	<b>53</b>
3.1 Filtres Amplitudes	53
3.2 La Transformation en Z	55
3.3 Les Filtres RIF	56
3.4 Calcul des Coefficients d'un Filtre à Phase Linéaire par P.M.C	60
3.4.1 Introduction	61
3.4.2 Formulation du Problème d'Approximation	61
3.4.3 Théorème de l'Alternance	62
3.4.4 Description de l'Algorithme de Conception de Filtre de PARKS-McCLELLAN sous l'Algorithme d'Echange de REMEZ	62
<b>3.5 Synthèse d'un filtre biréfringent à gabarit prédéfini</b>	<b>65</b>
3.5.1 Algorithme de conception	65
3.5.2 Description du filtre biréfringent	67
3.5.3 Transformé Direct de l'Algorithme	68
3.5.4. Analyse inverse du filtre biréfringent	69
3.5.6 Calcul des angles	70
3.5.7 Conception des polynômes $A_n(z)$ et $B_n(z)$	72
3.5.8. Paramètres nécessaire à la procédure de conception	73
3.5.8 Exemple d'application	73
<b>3.6 Compensateur de Dispersion</b>	<b>76</b>
3.6.1 Introduction	76
3.6.2 Description mathématique	77
3.6.3 Synthèse d'un compensateur de dispersion	78
3.6.4 Algorithme de synthèse	78
3.6.5 Calcul de la longueur des sections	82
3.6.6 Exemple d'application	83
<b>3.7 Conclusion du chapitre 3</b>	<b>90</b>

<b>Chapitre 4 : Synthèse d'un Bloqueur de Longueur d'Onde (WB)</b>	91
<b>4.1 Le Wavelength Blocker (WB)</b>	91
4.1.1 Introduction	91
4.1.2 Principe de Fonctionnement	92
<b>4.2 Synthèse d'un WB traitant 1 seul canal</b>	96
4.2.1 Choix des valeurs des paramètres opto-géométriques	96
4.2.2 Blocage, transmission et égalisation de longueur d'onde	99
<b>4.3 Synthèse d'un WB traitant 3 canaux</b>	101
4.3.1 Limitations et performances du WB	102
<b>4.4 Conclusion du chapitre 4</b>	103
<b>Conclusion générale</b>	104
<b>Annexes</b>	105
<b>Liste des Figures</b>	107
<b>Table des Acronymes</b>	110
<b>Bibliographie</b>	112

## *Introduction*

La diversification des opérateurs de télécommunications, l'augmentation du nombre d'utilisateurs partout autour du globe et la multiplication des formats de données demandent plus de souplesse qu'une simple liaison de transmission entre deux points même au niveau des réseaux de dimension nationale voire internationale. Le réseau est devenu hiérarchisé avec une topologie maillée et il y a lieu de mettre des nœuds de routage à l'intersection des différents secteurs du réseau pour permettre aux différents signaux d'arriver à bon port. Il s'agit en fait d'extraire et d'insérer des portions d'information dans les interfaces avec des réseaux de moindre capacité, de contrôler la qualité de l'information et de la rediriger en cas de panne. Le domaine électronique, dans lequel s'effectue cette tâche aujourd'hui, travaille à des débits de quelques centaines de Mbit/s. Or la croissance de la capacité des systèmes de transmission va donner des centaines, voire des milliers, de Gbit/s à traiter. La mise en parallèle de nombreuses unités de routage électronique constitue une première réponse. Mais la quantité d'informations devient telle qu'elle rend problématique la connexion de ces différentes entités à cause, entre autre, des distances d'interconnexion ou des perturbations électromagnétiques. Après les progrès immenses qu'elle a permis dans le domaine de la transmission, l'optique est également perçue comme une réponse complémentaire pour gérer cet engorgement. Depuis plusieurs années, les constructeurs d'équipements de télécommunications, communément appelés les équipementiers, présentent la notion de couche de réseau tout-optique dans leur scénario d'évolution à plus ou moins long terme. Dans le cadre du routage optique, le multiplexage en longueur d'onde peut prendre une nouvelle dimension en considérant toutes ces porteuses comme autant de ressources disponibles, commutables individuellement, en groupe ou par fibre selon les besoins. La mise en place de ces réseaux tout-optiques réclame la mise au point de nombreux dispositifs dont principalement les Multiplexeurs Optique à Insertion/Extraction (Optical Add and Drop Multiplexer, OADM) qui ont jusqu'ici fait leur preuve sur le terrain. Néanmoins, la reconfiguration d'un réseau à base d'OADMs conventionnels peut nécessiter plusieurs semaines de travail obligeant les techniciens à effectuer des procédures manuelles fines, une analyse des puissances optiques au niveau des ports des OADMs et la reconfiguration des lasers en conséquence. Aussi, ces procédures doivent être répétées si nécessaire. Évidemment, ceci a un impact sur le coût d'exploitation et maintenance (opex) et pénalise les opérateurs dans le déploiement rapide de nouveaux services. Par ailleurs, ces procédures peuvent occasionner des interruptions gênantes pour les services déjà existants. Ce manque de flexibilité, inhérent aux OADM 'statiques', contribue aussi à de faible rendement quant à l'utilisation et l'exploitation optimales des bandes passantes. En effet, lors du dimensionnement et la configuration d'un système, les opérateurs doivent émettre certaines hypothèses qui peuvent s'avérer complètement erronées ou obsolètes quand le trafic évolue de manière inattendue. Les bandes passantes finiront par être sous-utilisées et ceci à cause de l'incapacité de l'OADM 'statique' à gérer les bandes passantes à un niveau de granularité

qui est celui de la longueur d'onde [3]. Pour toutes ces raisons, les opérateurs à travers le monde commencent à reconnaître la nécessité de disposer et de généraliser l'utilisation des OADMs reconfigurables (ROADMs). Le ROADM permet le contrôle à distance de l'extraction, l'insertion et la transmission express des longueurs d'onde en s'affranchissant de toute conversion. Le ROADM permet une connectivité élevée (any-to-any connectivity) et offre un degré de flexibilité au niveau de la couche optique. Ceci contribue considérablement à la réduction des dépenses opérationnelles liées à la maintenance et l'exploitation. Ils représentent donc la solution idéale pour les réseaux actuels parce qu'ils permettent alors:

- une activation simple et rapide des services à travers une couche optique complètement automatisée.
- une configuration flexible et agile du réseau permettant ainsi de s'adapter aux nouvelles exigences.
- une meilleure rentabilité quand à l'utilisation de la bande passante en éliminant les bandes passantes inutilisées.

Plusieurs architectures ont été proposées pour la réalisation des systèmes ROADMs. Parmi celles-ci, nous pouvons citer l'architecture à base de sous-système bloqueur de longueurs d'onde (WavelengthBlocker, WB) et de commutateur sélectif de longueur d'onde (WavelengthSelectif Switch, WSS). Les WB et les WSS doivent répondre à certaines spécificités à savoir : -disposer d'une fonction de filtrage la plus large possible pour ne pas filtrer la puissance significative de la densité spectrale de puissance du signal porté par la longueur d'onde -disposer d'une fonction de filtrage la plus plate possible, dans la bande du signal, avec un niveau d'ondulation (ripple en anglais) le plus faible possible – une isolation suffisante pour éviter toute diaphotie (crosstalk en anglais) entre canaux. Cette isolation est directement reliée à la forme relative de la fonction de blocage (qui intervient au moment d'isoler un canal pour le diriger vers un port spatial distinct de celui des canaux voisins) par rapport à la densité spectrale de puissance du signal en question. Évidemment, le fait que les contraintes sur la fonction de filtrage deviennent plus fortes, la complexité de la conception de ces WB et WSS se répercute directement sur leur coût de fabrication. Par conséquent, concevoir un WB ou un WSS contenant moins de modules et implémentés dans une technologie simple et moins chère est un objectif plus que souhaitable. C'est dans ce cadre que nous proposons une solution technologique alternative pour réaliser un WB basée sur des filtres optiques biréfringents à interférences en polarisation (Polarization Interference Filter, PIF).

Le thème traité dans le cadre de ce Magister se définit en premier lieu par l'étude des conséquences de la diversification et l'explosion des données ainsi que le déploiement massif des services très haut-débit sur les solutions adéquates à adopter et, plus concrètement, s'inscrit dans l'évolution des dispositifs optiques tels les nœuds de routage optique (ROADM), les filtres optiques et les compensateurs de dispersions en environnement cœur de

réseau, métropolitain et d'accès. Guidés par la recherche d'une conception simple et reconfigurable pour de tels dispositifs, nous avons choisi d'étudier les filtres biréfringents à interférences en polarisation.

Le plan du mémoire est organisé en quatre chapitres

Dans le chapitre 1 nous situons le contexte dans lequel s'inscrivent les travaux présentés dans ce mémoire. Après avoir donné une description des différents types de réseaux optiques, nous rappelons les principaux effets linéaire et non linéaire de la fibre optique constituant le milieu de transmission et nous exposons la technique de multiplexage en longueur d'onde WDM en mettant l'accent sur les ROADM et ses différentes architectures.

Dans le second chapitre, nous commençons par faire un rappel sur les phénomènes physiques clés qui régissent la technique de filtrage optique et nous exposons le modèle mathématique et physique pour les éléments biréfringents qui constituent le filtre. Le cas des cristaux liquides est passé en revue. Ensuite, nous analysons les deux configurations de base de cette famille de filtres, à savoir la configuration de Lyot et celle de Šolc. Enfin, nous présentons une étude détaillée de la méthode de synthèse basée sur l'analyse temporelle, au sens traitement du signal, de la réponse impulsionnelle des filtres biréfringents permettant de réaliser des fonctions de transfert quelconques.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation d'un algorithme de synthèse des filtres biréfringents par l'application des méthodes de synthèses des filtre RIF, à savoir l'algorithme de REMEZ, après avoir décrit la représentation polynomiale en  $z$  de la fonction de transfert des filtres biréfringents constitués d'un empilements de lames biréfringentes et contrôlée par l'orientation des angles des différents lames. Dans la deuxième partie du chapitre, on présente la procédure de synthèse d'un filtre biréfringent utilisé comme compensateur de dispersion.

Le dernier chapitre de ce manuscrit traite la description d'un bloqueur de longueur d'onde (WB) utilisé comme sous-systèmes dans des ROADM en architecture broadcast and select.

## Chapitre 1 : Introduction aux Réseaux De Télécommunications Par Fibre Optique

### 1.1 Introduction

L'aboutissement de nombreuses années de recherche de base pour obtenir d'une part des fibres présentant une atténuation compatible avec les exigences d'un réseau de télécommunications, d'autre part des composants et dispositifs suffisamment performants et fiables a permis l'apparition des premiers systèmes de transmission optique dès les années 90. Ils sillonnent désormais le monde entier, aussi bien sur terre que dans le domaine sous-marin.

Les réseaux déployés sont segmentés en fonction des différents besoins en débit, en bande passante, en distance de transmission... On distingue trois grandes catégories : Les réseaux longues distances (ou les WAN, Wide Area Network), les réseaux métropolitains (Metropolitan Area Network = MAN) et les réseaux locaux (Local Area Network = LAN) [1].

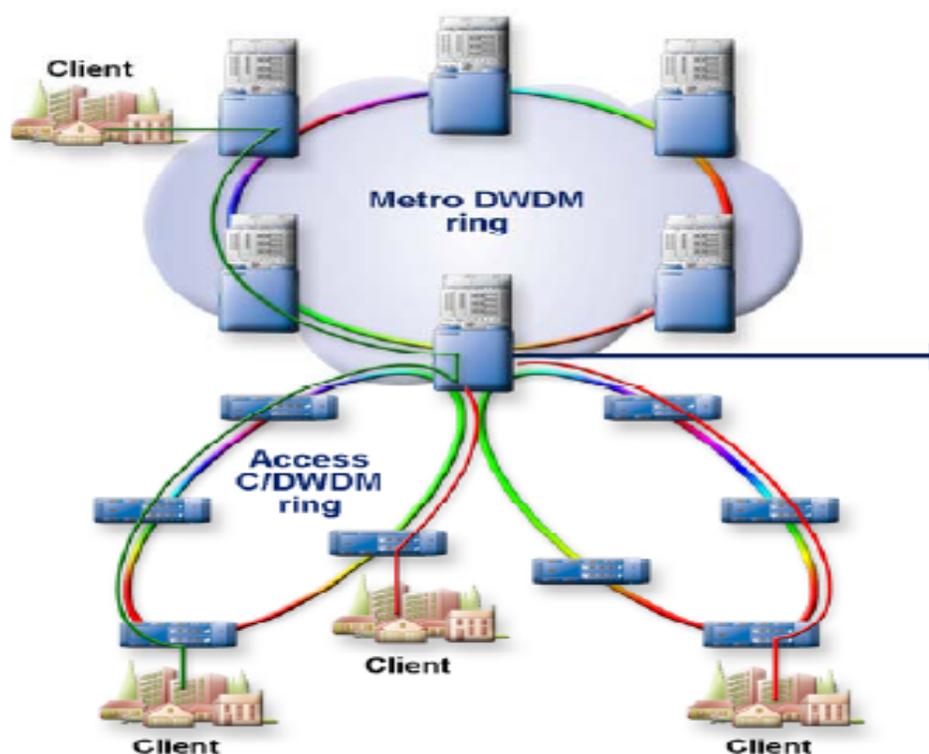


Figure 1.1: Architecture typique d'un réseau de Télécommunications.

### 1.2 Différents types de réseaux de Télécommunications optiques :

Selon la nature du réseau dans lequel il se situe, le système optique peut légèrement différer. Nous allons donc présenter succinctement les caractéristiques de ces trois niveaux de réseaux dans les paragraphes suivants.

### 1.2.1 Réseaux de Télécommunications optiques longue distance :

Les réseaux de Télécommunications optiques longue distance sont souvent de type point à point et couvrent des distances supérieures à 500 Km, pouvant atteindre 8000 Km pour les réseaux ultra longue distance (réseau backbone). Historiquement, ils ont été les premiers réseaux à profiter de deux révolutions techniques: l'amplification optique et la technique de multiplexage en longueurs d'onde (Wavelength Division Multiplexing, WDM). L'introduction d'amplificateurs optiques à fibre dopée Erbium (Erbium Doped Fibre Amplifier, EDFA) ou plus récemment à effet Raman, a permis d'accroître la distance de transmission sans nécessité de sites de conversion optoélectroniques, coûteux, pour ré-amplifier le signal. Ces sites, jusque-là indispensables pour régénérer et ré-amplifier le signal (tous les 40 à 100 Km), étaient coûteux et peu flexibles car ils ne pouvaient pas s'adapter à des débits plus importants. Par ailleurs, le WDM a permis d'augmenter considérablement le débit dans les fibres, en multiplexant plusieurs canaux dans une même fibre. La capacité de ces liens est très forte, pouvant atteindre des débits de plusieurs Térabits/s, ce qui permet de véhiculer simultanément plusieurs millions de communications téléphoniques, ayant chacune un débit de 64 Kbits/s. Les protocoles utilisés sont la hiérarchie numérique synchrone (Synchronous Digital Hierarchy), SDH et ATM (Asynchronous Transfer Mode). Ces réseaux ont connu un développement intense à la fin des années 1990.

Bien que les WANs soient actuellement en surcapacité, leurs ressources vont continuer à être optimisées. Les amplificateurs optiques ont été installés avec des filtres d'égalisation statiques de gain (Gain Flattening Filter, GFF) afin d'uniformiser spectralement le gain des amplificateurs. Cependant, le gabarit du filtre n'est ajusté que pour un régime particulier de l'amplificateur et ne prend pas en compte par exemple le vieillissement de ces amplificateurs ou les variations du nombre de canaux transmis au cours du temps. L'introduction d'égaliseurs dynamiques de gain (Dynamic Gain Equalizer, DGE) est aujourd'hui nécessaire, dans certains cas, pour maintenir le spectre WDM à un niveau comparable pour tous les canaux. La performance des ces liaisons dépend donc de celle de ces systèmes.

### 1.2.2 Réseaux de Télécommunications optiques métropolitains :

Les réseaux de Télécommunications optiques métropolitains couvrent généralement une grande agglomération ou une petite région. Ils sont reliés aux réseaux WAN et aux réseaux LAN et ont, à priori, une architecture en anneau facilitant les interconnexions avec les différents points d'accès de ces réseaux. Ils constituent actuellement un goulet d'étranglement; en effet, intermédiaires des réseaux WANs et LANs déjà développés, leur évolution est difficile à prévoir, se situant entre une extension des WANs ou une extension des LANs. Les systèmes proposés ne satisfont pas les besoins spécifiques de ces réseaux où il est toujours difficile de prévoir l'évolution du trafic, car la demande en bande passante ne cesse d'augmenter. On peut distinguer les réseaux métropolitains structurants et métropolitains d'accès (Figure1.2)

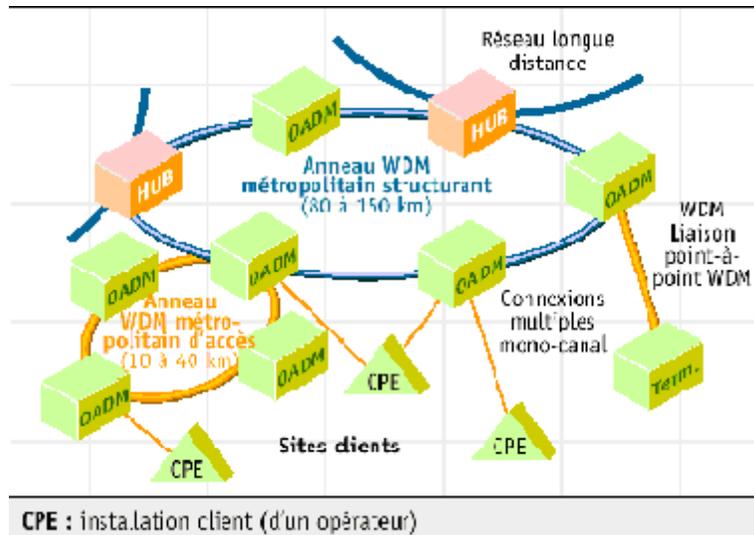


Figure 1.2 : Réseau métropolitain structurant et réseau métropolitain d'accès.

Les réseaux métropolitains structurants sont généralement constitués d'anneaux de 80 à 150 km de circonférence avec six à huit nœuds. En revanche, les réseaux métropolitains d'accès sont des anneaux de 10 à 40 km de circonférence dotés de trois ou quatre nœuds avec des embranchements vers des sites distants. Suivant les réseaux ou les pays, ces chiffres peuvent varier considérablement. En particulier, il existe des différences notables entre les zones très peuplées d'Europe et d'Asie, où les distances seront inférieures, et les États-Unis où les applications métropolitaines s'apparentent à de véritables réseaux régionaux.

Les topologies des réseaux métropolitains diffèrent radicalement de celles des réseaux longues distances. Ces derniers correspondent pour l'essentiel à des lignes interurbaines point à point avec tout au plus un ou deux multiplexeurs d'insertion-extraction optiques (OADM) pour insérer et extraire le trafic en des points intermédiaires. Les réseaux métropolitains introduisent une infrastructure optique à haut degré de connectivité. Les anneaux métropolitains se caractérisent généralement par un trafic maillé avec un certain degré de concentration lié à l'interconnexion avec le réseau longue distance. Les anneaux d'accès, à la différence, collectent en général le trafic de plusieurs nœuds pour le concentrer vers un nœud partagé avec un réseau métropolitain structurant.

La complexité de ce réseau ne se traduit pas uniquement par le haut degré de connectivité. A la différence des réseaux longue distance, les réseaux métropolitains doivent prendre en charge des formats, des protocoles et des débits de transmission très divers, mêlant les trafics de la hiérarchie numérique synchrone (SDH) ou du réseau optique synchrone (SONET) ou autres encore. Pour supporter cette diversité, ces réseaux sont souvent équipés de carte transpondeurs multi-débits universelles, acceptant n'importe quel débit de 100 Mbits à 2,5 Gbits/s, pouvant assurer ultérieurement le trafic supérieur à 10 Gbits/s sans modification et dans une transparence totale vis-à-vis de tous les formats et protocoles.

Dans ces réseaux intrinsèquement ouverts à n'importe quel type de signal, le multiplexage en longueur d'onde (WDM), dont une description ultérieure sera faite, trouve une application importante en luttant contre l'encombrement que cela peut procurer tout en réduisant le coût par service apporté. De la même manière, les amplificateurs optiques sont

applications de réseaux métropolitains structurants. Les pertes élevées dans la fibre (dues à l'interconnexion de courts tronçons de fibre) et le cumul des pertes associées aux transits tout optiques dans des nœuds successifs peuvent imposer en effet d'amplifier le signal optique. L'amplificateur optique peut représenter dans bien des cas une solution à moindre coût comparée à la régénération optique-électrique-optique.

### 1.2.3 Réseaux de Télécommunications optiques d'accès :

Le réseau de Télécommunications optiques d'accès a connu récemment un essor rapide grâce aux nombreuses technologies offertes aux particuliers et au développement de nouveaux services. Au réseau téléphonique commuté sont venus s'ajouter l'accès à internet avec un modem analogique, les réseaux câblés et l'ADSL (Asymmetric Digital Subscriber Line) offrant un accès à la télévision et à internet haut débit. Le déploiement de la fibre jusqu'à la maison (Fiber To The Home, FTTH) démarre principalement dans les quartiers d'affaire. Les nouveaux services sont, entre autres, la vidéo à la demande, la vidéoconférence, les sites de service client (Customer Relationship Management) ou les progiciels de gestion intégrée (Enterprise Resource Planning). Tous ces services font augmenter de manière significative la demande en bande passante qui est regroupée au niveau de plateformes multiservices (Multiservice Provisioning Platform) pour le réseau d'accès.

L'architecture des LANs repose sur des réseaux optiques passifs (Passive Optical Network, PON) qui sont en étoile, avec une architecture diffusion-sélection (Broadcast and Select) réduisant le besoin en reconfigurabilité. Cette architecture consiste à diffuser tous les signaux, l'utilisateur final devant alors filtrer l'information lui étant destinée. Selon la localisation de la terminaison optique, différentes configurations sont envisageables:

- FTTH/FTTO (Fiber To The Home / Fiber To The Office) : la terminaison de réseau optique, qui est propre à un abonné donné, est implantée dans ses locaux. La fibre va donc jusqu'à son domicile ou son bureau, et la partie terminale en cuivre est très courte.
- FTTB (Fiber To The Building) : la terminaison de réseau optique est localisée soit au pied de l'immeuble, soit dans un local technique généralement situé en sous-sol, soit dans une armoire ou un conduit de palier. Elle est partagée entre plusieurs abonnés qui lui sont raccordés par des liaisons en fil de cuivre.
- FTTC/FTTCab (Fiber To The Curb / Fiber To The Cabinet) : la terminaison de réseau optique est localisée soit dans une chambre souterraine, soit dans une armoire sur la voie publique, soit dans un centre de télécommunications, soit sur un poteau. Selon le cas, il est envisagé de réutiliser le réseau terminal en cuivre existant ou de mettre en œuvre une distribution terminale par voie radioélectrique.

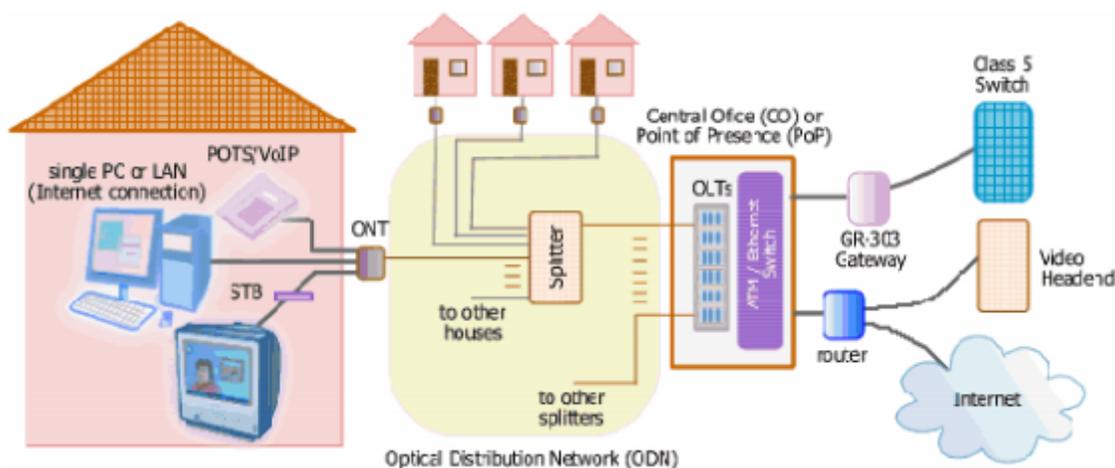


Figure 1.3: Le réseau local FTTx

La fibre optique est vite apparue très intéressante pour le domaine des télécommunications. Elle représente un support de transmission dont les nombreux avantages justifiant son introduction dans les systèmes de transmission sont donnés ci-après:

- ✓ Performances de transmission: Très faible atténuation, très grande bande utilisable, multiplexage possible.
- ✓ Avantages de mise en œuvre : Très petite taille, grande souplesse, faible poids.
- ✓ Sécurité électrique : Isolation totale entre terminaux, utilisation possible en ambiance explosive ou sous de fortes tensions.
- ✓ Sécurité électromagnétique : Insensible aux parasites et n'en crée pas, inviolabilité presque totale.
- ✓ Avantage économique : Moindre coût, en comparaison avec les autres supports.

### 1.3 Propagation de la lumière dans la fibre optique

#### 1.3.1 Présentation générale des fibres optiques:

Une fibre optique est un guide d'onde diélectrique cylindrique. Elle est constituée de deux diélectriques ayant le même axe, le cœur et la gaine, entourés d'une gaine de protection (Figure 1.4).

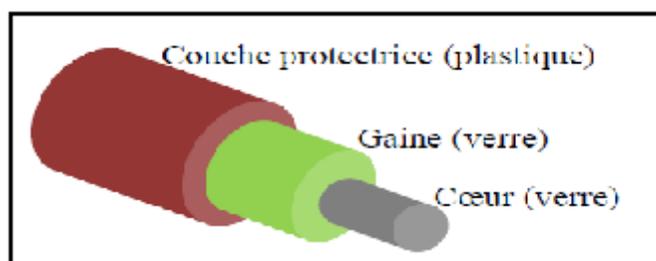


Figure 1.4 : Structure d'une fibre optique.

Le guidage du signal optique est basé sur la loi de Snell-Descartes. La lumière se propage le long de la fibre par réflexions successives entre le cœur et la gaine (Fi

possible que si le cœur et la gaine sont constitués de matériaux transparents et que l'indice de la gaine est inférieur à celui du cœur (une différence de quelques % est suffisante). La seconde condition est d'envoyer le signal lumineux dans la fibre avec un angle, par rapport à l'axe, inférieur à l'ouverture numérique. L'ouverture numérique (O.N.) représente l'ouverture angulaire limite avant une transmission et non une réflexion totale sur le dioptré cœur-gaine de la fibre  $ON = \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)}$ .

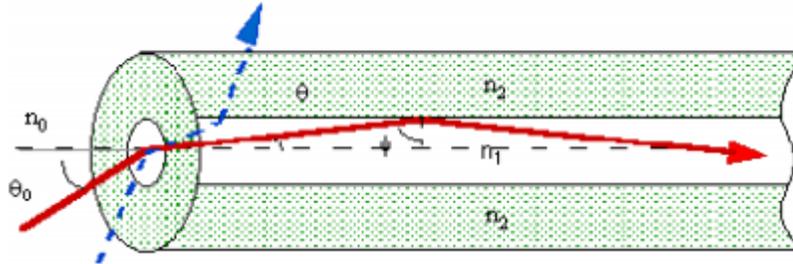


Figure 1.5 : Lois de propagation du signal dans une fibre optique.

La plupart des fibres sont fabriquées à base de silice, matériau abondant et peu cher. Pour façonner les profils d'indice, la silice est dopée avec du dioxyde de germanium ou du pentoxyde de phosphore pour augmenter l'indice (pour le cœur de la fibre) et avec du fluor ou du trioxyde de bore pour le diminuer (plutôt réservé à la gaine optique).

Il y a deux classes de fibres optiques : monomode et multimode. La fibre monomode est utilisée dans les liaisons de longue distance à haut débit alors que la fibre multimode est utilisée dans les liaisons de courte distance à plus faibles débits. La terminologie monomode et multimode réfère au nombre de modes de propagation dans la fibre optique. C'est le profil spatial d'intensité de la lumière parcourant ces fibres et aux chemins pris par les différents rayons. Dans une fibre multimode, plusieurs rayons peuvent parcourir des chemins différents à l'intérieur du cœur. Prenons l'exemple de la (figure 1.6), nous avons trois rayons où l'un est au centre du cœur alors que les deux autres rebondissent sur la gaine. Par contre, dans une fibre monomode (figure 1.7), le diamètre du cœur est rétréci jusqu'à ne permettre qu'un seul et unique mode de propagation.

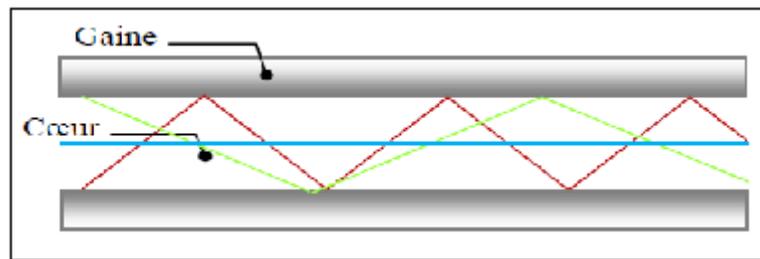


Figure 1.6 : Propagation de la lumière dans une fibre multimode.

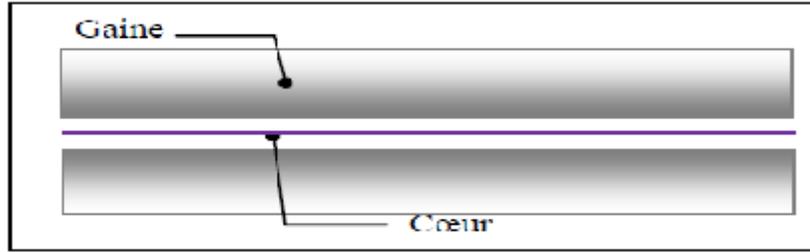


Figure 1.7 : Propagation de la lumière dans une fibre monomode.

Les fibres monomodes possèdent un diamètre de cœur plus petit (8 à 10 microns en général). Compte tenu de ces dimensions, la fibre optique monomode classique est à saut d'indice (Fig1-8).

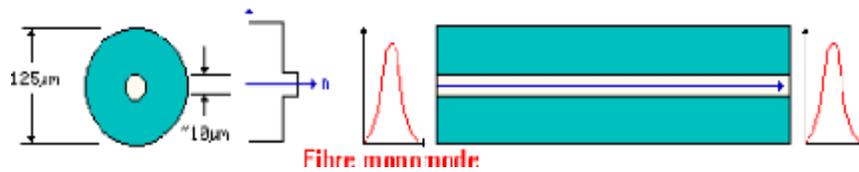


Figure 1.8 : Profil d'une fibre monomode à saut d'indice.

Les principales caractéristiques des fibres optiques sont l'atténuation, la dispersion (chromatique et de polarisation) et les effets non-linéaires. Ces caractéristiques sont présentées dans les paragraphes suivants.

Le développement en série de Taylor de la constante de propagation  $\beta(\omega)$  autour de la fréquence  $\omega_0$  de la porteuse peut s'écrire :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1-1)$$

$$\text{où } \beta_n = \left[ \frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right]_{\omega=\omega_0} \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1-2)$$

$\beta_1$  est la réciproque de la vitesse de groupe  $v_g$  qui représente la vitesse de l'enveloppe de l'impulsion optique,  $\beta_2$  est le paramètre de dispersion de vitesse de groupe qui sera discuté dans la section 1.4.3. La propagation de la lumière dans une fibre optique est modélisée par l'équation non linéaire de Schrödinger (*NLSE, Non Linear Schrödinger Equation*) [2], dès lors que la largeur typique des impulsions est supérieure à la picoseconde. Cette équation décrit plusieurs phénomènes physiques d'une importance fondamentale pour les fibres optiques.

$$j \frac{\partial E}{\partial z} = \underbrace{\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + j \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 E}{\partial t^3}}_{\text{dispersion}} - \underbrace{j \frac{\alpha}{2} E}_{\text{atténuation}} - \underbrace{\gamma |E(t)|^2 E - j \zeta [S_R(t) * E(t)^2]}_{\text{effet non linéaire}} E \quad (1-3)$$

où  $E(z,t)$  est l'enveloppe complexe du champ électrique,  $\alpha$  l'atténuation,  $\beta_2$  et  $\beta_3$  sont liés à la dispersion chromatique,  $\gamma$  est le coefficient d'effet non linéaire Kerr,  $\zeta$  et  $S_R$  sont liés à l'effet non linéaire Raman. L'équation de Schrödinger (1-3) résume le fait que la fibre est un milieu à pertes, dispersif et non linéaire pour la propagation de la lumière. Elle décrit tous les phénomènes linéaires (atténuation, dispersion chromatique) et les phénomènes non linéaires (l'effet Kerr et l'effet Raman) qui interviennent lors de la propagation dans la fibre optique.

### 1.3.2. Principaux effets non linéaires dans les fibres optiques

Les systèmes de télécommunications sur fibre sont conçus avec l'hypothèse d'une transmission linéaire et les effets non-linéaires sont alors des effets parasites qui en dégradent [2] 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 élevées et des effets non-linéaires non négligeables.

#### ➔ L'effet Kerr

L'effet Kerr, en optique géométrique, est une extension des lois de la réfraction de la lumière lors de la propagation de cette lumière dans des milieux d'indice variable. L'indice de réfraction peut alors s'exprimer sous la forme d'une équation non linéaire proportionnelle à la

$$\text{puissance optique : } n = n_{\text{coeur}} + n_{NL} \frac{p}{A_{\text{eff}}} \quad (1-4)$$

où  $n_{NL}$  est le coefficient de non linéarité de la fibre,  $p$  est la puissance optique en Watt,  $A_{\text{eff}}$  est la surface effective du cœur en  $m^2$ . L'équation 1-5 montre deux stratégies pour réduire la non linéarité due à l'effet Kerr : soit réduire au maximum la puissance injectée (ce qui est à l'opposé de la tendance courante), soit maximiser la surface effective de la fibre sans introduire d'autres effets indésirables. La plupart des dernières conceptions se sont concentrées sur la deuxième possibilité qui consiste à maximiser  $A_{\text{eff}}$ .

La contribution de l'effet Kerr à l'équation de l'évolution de l'enveloppe (1-3) s'écrit [3]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -j\gamma |E(t)|^2 E \quad (1-5)$$

$$\text{où } \gamma = \frac{n_{\text{gain}} \omega_0}{c A_{\text{eff}}} \quad (1-6)$$

D'une manière générale, l'effet Kerr provoque les effets non linéaires suivants:

**1) L'auto modulation de phase, (SPM, Self Phase Modulation)** : dans un signal modulé en intensité, la modification de la phase de l'onde proportionnellement à l'intensité de l'onde elle-même est appelée SPM. Une des caractéristiques de la SPM est le décalage en fréquence.

**2) la modulation de phase croisée, (XPM, Cross Phase Modulation)** : l'effet XPM intervient quand il y a au moins deux ondes de fréquences différentes qui se propagent simultanément dans la fibre. Par définition, c'est la variation non linéaire de la phase du champ électrique d'une des ondes sous l'effet du champ électrique de l'autre.

Précisons qu'à intensités égales, la contribution de la XPM est double de celle de la SPM, elle induit tout comme la SPM, un élargissement spectral des impulsions, à la différence majeure que l'effet de la XPM dépend sensiblement de la polarisation des deux ondes et des informations véhiculées par les deux porteuses. Il s'ensuit un glissement relatif des impulsions véhiculées par les deux porteuses, ce glissement s'accroît plu

dispersion chromatique de la fibre est plus grande et que les porteuses optiques sont plus espacées en fréquence.

$$\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2$$

### 3) le mélange à quatre ondes (*FWM, Four Wave Mixing*) :

représente une autre manifestation de l'effet Kerr, à l'image de la XPM, caractérisée par un processus engendrant de nouvelles longueurs d'ondes lorsque deux porteuses au moins se propagent dans la fibre. À la différence de la XPM, ce cas consiste à l'interaction de deux ondes de fréquences distinctes  $\omega_1, \omega_2$  produisant deux autres ondes de fréquences  $\omega_3, \omega_4$  de sorte que :  $\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2$

Comme son nom l'indique, la FWM implique une interaction faisant intervenir quatre ondes de fréquences toutes ou partiellement distinctes. On parle de dégénérescence quand l'interaction fait intervenir deux fréquences identiques parmi les quatre.

Le deuxième mécanisme qui peut générer des effets non linéaires est l'effet Raman et Brillouin spontanés: ces effets sont dus à l'interaction entre les modes de vibration du verre, les photons et les phonons de l'onde propagée.

#### ☞ L'effet Brillouin, (*SBS, Stimulated Brillouin Scattering*) :

cet effet impose une limite sur la quantité de puissance optique qui peut être utilement injectée dans une fibre optique. L'effet SBS a une puissance de seuil : quand ce seuil est dépassé, un facteur significatif de la lumière transmise est réorienté en arrière vers l'émetteur, onde de Stokes, avec une fréquence inférieure à celle du signal ; le SBS induit un bruit significatif dans le système. L'efficacité de cet effet diminue si le signal est modulé et disparaît pratiquement pour une bande supérieure à 100 GHz [2].

#### ☞ L'effet Raman, (*SRS, Stimulated Raman Scattering*) :

L'onde engendrée se propage dans le même sens et elle possède un décalage en fréquence beaucoup plus grand, de l'ordre de 10 THz [2]. Cet effet devient important dès que la largeur spectrale de l'ensemble des signaux transmis est supérieure à quelques nm, ce qui est le cas de l'ensemble des canaux DWDM. Le SRS limite la quantité de la lumière qui peut atteindre le récepteur. Pour un système consistant en N amplificateurs optiques, le seuil du SRS chutera d'un facteur N [2].

### 1.3.3. Atténuation dans la fibre

L'atténuation correspond à une diminution de la puissance du signal transmis. Elle s'exprime très souvent en décibels (dB). On définit un coefficient d'atténuation  $\alpha$  pour une ligne de transmission de longueur L qui s'exprime en dB/Km tel que [2] :

$$\alpha(\lambda)_{(dB/km)} = -\frac{10}{L} \log \left[ \frac{P_S}{P_E} \right] \quad (1-7)$$

En comparant avec les autres supports de transmission comme le cuivre, l'atténuation de la fibre optique est faible, elle dépend en particulier de la longueur d'onde des impulsions lumineuses [4].

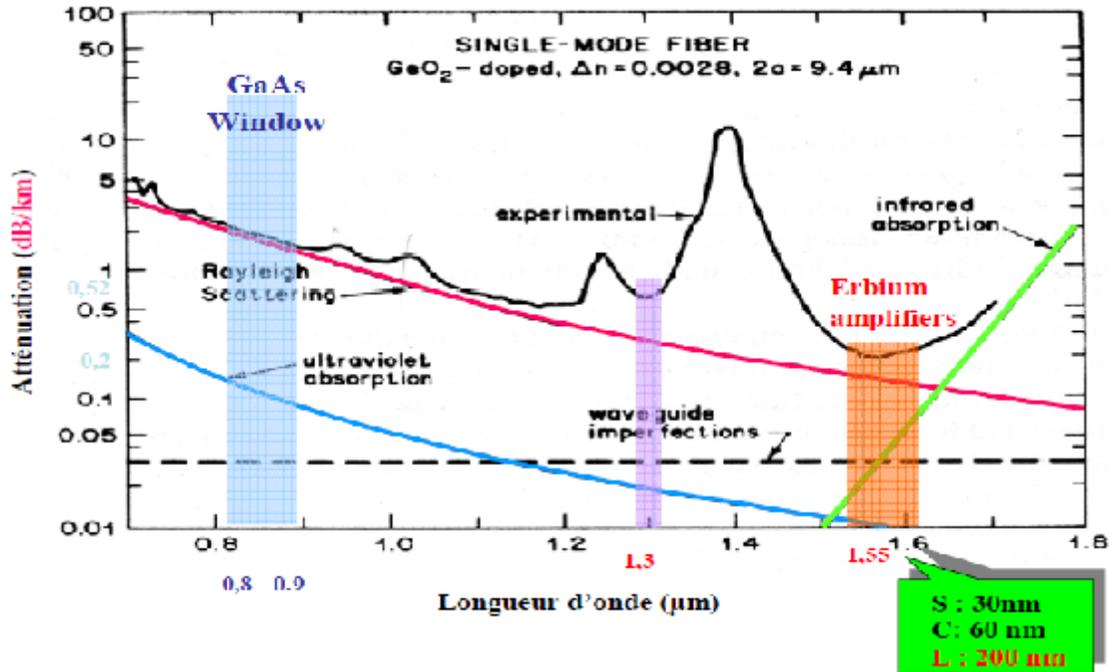


Figure 1.9 : Pertes optiques dans une fibre standard

L'atténuation provient principalement de deux phénomènes : l'absorption et la diffusion de la lumière comme le montre la figure ci-dessus. Selon la valeur de cette atténuation, les fibres peuvent être utilisées pour la transmission essentiellement dans deux « fenêtres en longueur d'onde » : les fenêtres 1300 nm et 1550 nm. La fenêtre 800 nm étant pratiquement complètement abandonnée. La fenêtre à 1300 nm a une largeur de bande de 50 nm et une atténuation moyenne importante d'environ 0,4 dB/km ; mais les composants optoélectroniques à ces longueurs d'onde (lasers et récepteurs) sont peu coûteux. Elle est utilisée pour les systèmes de télécommunications de courte distance (quelques dizaines de kilomètres) ou de faible capacité : réseaux urbains. La fenêtre à 1550 nm a une largeur de bande de 100 nm et une atténuation moyenne d'environ 0,2 dB/km ; Elle se divise en trois bandes S, C et L (Figure 1.9). Elle est utilisée généralement pour les télécommunications longues distances et à haut débit car la faible atténuation dans cette fenêtre permet d'espacer bien davantage les coûteux régénérateurs et/ou amplificateurs nécessaires pour la compensation de l'atténuation dans la fibre de ligne.

### 1.3.4. Dispersion chromatique (CD, Chromatic Dispersion)

Lorsqu'un signal lumineux se propage dans un milieu, il subit un élargissement dans le temps. Cet élargissement limite le débit dans un système de communication optique, car il oblige à augmenter le délai entre deux impulsions. Cet élargissement a plusieurs causes. Une première cause vient du fait que pour une longueur d'onde donnée (lorsque nous considérons la propagation dans une fibre multimode), les vitesses de groupe des différents modes ne sont pas égales les unes aux autres (on parle de dispersion intermodale). Une seconde cause de la dispersion vient du fait que l'indice de réfraction d'un milieu dépend de la longueur d'onde et que les sources utilisées pour transmettre le signal ne sont pas purement monochromatiques (on parle alors de dispersion intramodale ou chromatique). Les différentes composantes spectrales d'une source ont donc des temps de propagation différents, ce qui provoque l'élargissement d'une impulsion. Dans la suite, on ne s'intéresse qu'à la dispersion chromatique.

Dans les fibres monomodes, la dispersion chromatique provient de deux causes principales. La première cause est la *dispersion du matériau*  $D_m$  qui est liée à la dépendance de l'indice de réfraction à la longueur d'onde (équation 1-8). Pour la silice,  $D_m$  varie d'environ -100 ps/km/nm à 0,85  $\mu\text{m}$  à +25 ps/km/nm à 1,55  $\mu\text{m}$ ; elle s'annule à 1,27  $\mu\text{m}$ . La deuxième cause est la *dispersion du guide*  $D_g$  qui est liée à la structure géométrique du guide d'onde. Elle résulte de la variation de la constante de propagation  $\beta$  avec la fréquence normalisée  $V$  (qui dépend elle-même de la longueur d'onde  $\lambda$ ); la dispersion du guide est toujours négative et dépend des paramètres de la fibre.

La dispersion du matériau  $D_m$  est donnée par [2] :

$$D_m(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{coeur}}(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (1-8)$$

Où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

La dispersion du guide  $D_g$  est donnée par [2] :

$$D_g(\lambda) \approx -\frac{n_{\text{gaine}} - n_{\text{coeur}}}{c\lambda} \left[ V \frac{\partial^2 (bV)}{\partial V^2} \right] \quad (1-9)$$

$$\text{Où } \left[ V \frac{\partial^2 (bV)}{\partial V^2} \right] \approx 0.08 + 0.5439(2,834 - v)^2$$

La dispersion chromatique  $D$  est donc la somme de  $D_m$  et  $D_g$ :

$$D = D_m + D_g \quad (1-10)$$

À cause de la dispersion chromatique, la vitesse de groupe  $v_g$  d'un mode de propagation varie en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$ . Le retard de groupe du signal après une longueur de propagation  $L$  sera alors :

$$t_g(\lambda) = \frac{L}{v_g(\lambda)} = L \frac{d\beta(\omega)}{d\omega} \quad (1-11)$$

Pour un signal optique possédant un spectre de largeur  $\Delta\lambda$ , la dispersion du temps de retard de groupe  $\tau_g$  peut s'écrire :

$$\tau_g(\lambda) = \frac{dt_g}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (1-12)$$

La dispersion chromatique  $D$  est alors définie par :

$$\tau_g = D.L.\Delta\lambda \quad (1-13)$$

$$\text{Avec } D = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} (\text{ps} / \text{km} / \text{nm}) \quad (1-14)$$

Pour la silice, dans la région du proche infrarouge pour les longueurs d'ondes croissantes, la dispersion est d'abord négative, c'est la dispersion normale, puis passe par zéro à  $\lambda \approx 1310\text{nm}$ , appelé zéro de dispersion, et puis devient positive. Cela correspond à la dispersion anormale. Le zéro de dispersion est important puisque pour cette longueur d'onde les signaux ne subissent pas, en théorie, de distorsion. Les fibres optiques monomodes standards présentent une dispersion chromatique de +17 ps/nm.km autour de 1550 nm [2].

Par rapport à l'équation de Schrödinger 1-2, le terme  $\beta_2$  est lié au paramètre de dispersion chromatique  $D$  par la relation suivante :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c_g}{\lambda_0} \beta_2 \quad (1-15)$$

Le terme  $\beta_3$  représente la dispersion d'ordre supérieur et est à prendre en compte si on travaille à une longueur d'onde proche de la longueur d'onde où le paramètre de dispersion chromatique  $D$  est nul (environ 1312 nm pour une fibre standard G652) ou dans le cas des systèmes à large bande [3].

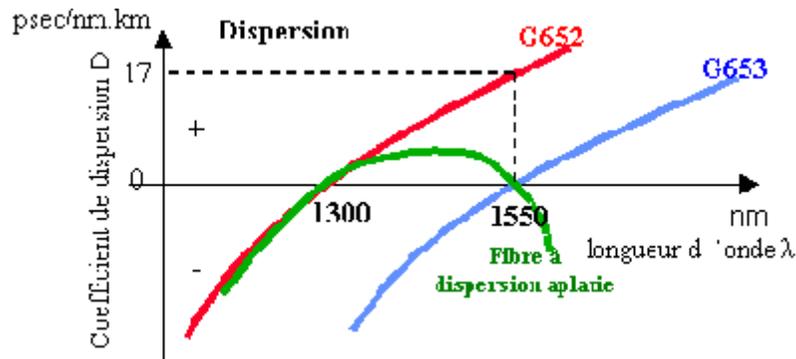


Figure 1.10 : Courbes de dispersion de quelques fibres optiques.

### 1.3.5. Effet de la dispersion chromatique

La dispersion chromatique induit un élargissement temporel des impulsions se propageant dans la fibre.



Figure 1.11 : Effet de la dispersion chromatique : le signal qui se propage s'élargit

Elle limite aussi la distance sur laquelle un signal peut être transmis sans régénération électronique du signal numérique d'origine. Cette distance est appelée limite de dispersion ou longueur de dispersion chromatique  $L_D$ . Elle représente la distance de transmission au bout de laquelle une impulsion s'élargira de l'intervalle d'un bit. La limite de dispersion estimée pour un signal de largeur spectrale  $\Delta\lambda$  est donnée par [2]

$$L_D \approx \frac{1}{2B.D.\Delta\lambda} \quad (1-16)$$

où  $B$  est le débit de transmission. Cela veut dire aussi que pour une longueur de transmission donnée  $L$ , la dispersion chromatique limite également le débit qu'on peut transmettre dans une liaison optique et qui peut être estimé théoriquement par la même équation (1-4).

Plusieurs techniques ont été élaborées pour compenser ce type de dispersion. Dans le chapitre 3 nous allons synthétiser un filtre compensateur de dispersion.

### 1.3.6 Dispersion de mode de polarisation

La PMD est une propriété de la fibre optique dans laquelle l'énergie du signal à une longueur d'onde donnée se décompose sur deux modes de polarisation orthogonaux possédant deux vitesses de propagation différentes. La différence entre les temps de propagation des deux modes de polarisation est appelée retard différentiel de groupe (*DGD, Differential Group Delay*). Comme la dispersion chromatique, la PMD induit un élargissement des impulsions propagées dans la fibre ainsi qu'une limitation aux performances de transmission. La cause principale de la PMD dans la fibre optique est la biréfringence. Cette dernière est définie par la différence entre les indices de réfraction d'une paire d'états de polarisation orthogonaux. La description de la PMD dans une fibre est plutôt compl

deux modes de polarisation peuvent échanger de l'énergie entre eux ; ce phénomène est lié au couplage de mode aléatoire.

Généralement, cette dispersion peut être négligée dans les systèmes de transmission inférieurs à 10 Gbit/s parce que les fibres utilisées pour les télécommunications présentent une PMD très faible,

#### 1.4 Les Principaux composants d'un système de transmission WDM

Le but final d'un système de transmission optique multiplexée en longueur d'onde WDM est de transmettre sans erreur une certaine capacité d'information sous la forme binaire d'un point (émetteur) à un autre (récepteur), éloignés de quelques centaines de kilomètres. La figure 1.13 donne un schéma simplifié de système optique terrestre WDM. Nous allons particulièrement décrire les multiplexeurs optiques à insertion/extraction reconfigurables (ROADM) qui sont les éléments principaux intervenant dans la réalisation des systèmes de transmission optique terrestre WDM. Ces ROADM utilisent dans leurs sous-systèmes différents types de filtres optiques. Nous allons voir dans les chapitres qui suivent la conception de filtres biréfringents à base de cristaux liquides dédiés aux ROADM.

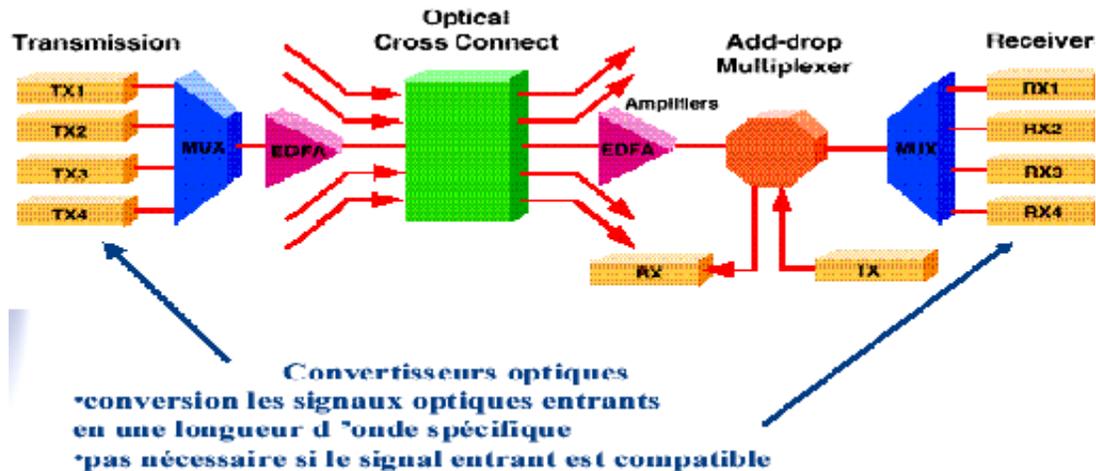


Figure 1.12 : Architecture et Composants d'un système WDM.

##### 1.4.1 L'amplificateur Optique

Un des composants clés du WDM/DWDM est l'amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) qui permet de compenser les pertes d'insertion dues aux multiplexage/démultiplexage des longueurs d'onde.

Dans un amplificateur à fibre, le milieu amplificateur est le cœur d'une fibre optique monomode dopée avec des ions de terre rare (Boyogueno Bende A., 1995). Pour rendre la fibre amplificatrice, il faut ajouter un pompage. La figure 1.12 nous présente la synoptique d'un EDFA. Le signal à amplifier est injecté dans la fibre dopée par le biais d'un coupleur sélectif en longueur d'onde. Simultanément, le flux lumineux provenant d'une diode laser de pompe est couplé au signal injecté. Le laser pompe opère à 980 nm ou à 1480 nm et le coupleur multiplexeur à 980 nm / 1550 nm ou 1480 nm / 1550 nm. Pour prévenir les réflexions dans l'amplificateur et empêcher la contre propagation du

bmit généré à l'intérieur de l'amplificateur par émission spontanée, on installe des isolateurs à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur.

Un amplificateur est caractérisé par sa courbe de gain. Celle-ci n'est pas plate et donc il y a des longueurs d'onde qui sont plus amplifiées que d'autres. En général, ces défauts sont assez similaires d'un amplificateur à l'autre. Ainsi, plus on traverse d'amplificateurs, plus la différence de puissance entre les canaux sera accentuée. Cette inégalité entre les puissances des différents canaux a plusieurs conséquences.

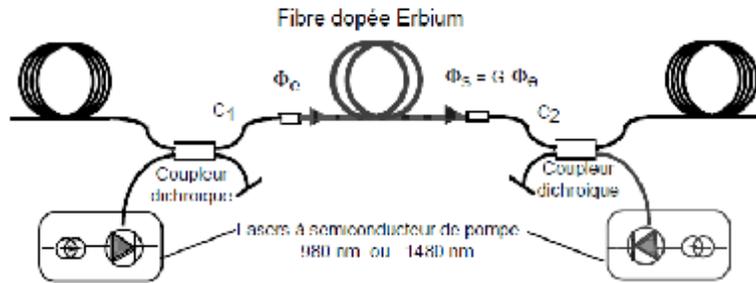


Figure 1.13. : Configuration d'un amplificateur optique à fibre dopée à l'erbium avec Pompage optique

### 1.4.2 Egaliseur Dynamique de Gain (DGE)

Comme énoncé dans la section précédente, pour garantir la transmission de canaux sur plusieurs pas d'amplification, tout en évitant une différence de puissances trop élevée, on recherche des amplificateurs dont les courbes de gain soient les plus plates possibles et qui compensent parfaitement les inégalités d'atténuation de la fibre de transmission. Mais, dans la réalité ce n'est pas le cas, du fait des limites propres à la fabrication des amplificateurs et, aussi, à cause de la courbe d'atténuation des fibres qui n'est pas uniforme.

De plus, l'accroissement des inégalités de puissance en ligne dépend aussi du nombre de canaux présents sur la ligne (effet Raman intra-bande d'une part, changement du point de fonctionnement des amplificateurs d'autre part). Pour résoudre le problème des inégalités de puissance dans la ligne, il est possible de jouer sur le gain des amplificateurs. Mais, l'adaptation de la courbe de gain n'est pas capable de corriger les inégalités plus fines de puissance, appelées ondulations de gain.

En plus des inégalités engendrées par la transmission en ligne. Pour éviter que la différence de puissance entre les canaux soit trop élevée, on introduit dans le réseau des égaliseurs dynamiques de gain (DGE, Dynamic Gain Equalizers). Les DGE sont toujours suivis par un contrôleur de performance optique (OPM, Optical Performance Monitoring) qui opère une contre-réaction et permet de bien régler les puissances en sortie de l'amplificateur. Ces dispositifs sont aussi utilisés dans les réseaux opaques pour les liens constitués par un grand nombre d'amplificateurs. L'aspect dynamique du dispositif facilite le réglage des éléments de la ligne, et permet de s'adapter à l'évolution des paramètres de transmission (vieillesse, insertion de nouveaux canaux, . . .).

### 1.4.3 Egalisation dynamique de canaux (DCE)

De la même famille que le DGE, l'égaliseur dynamique de canaux (Dynamic Channel Equaliser, DCE) traite individuellement les canaux. Sa fonction de filtrage est au niveau du canal, pouvant potentiellement l'affecter dans son niveau de puissance. Il est souvent utilisé comme brique de base pour des systèmes plus évolués comme les multiplexeurs à insertion / extraction optiques reconfigurables (Reconfigurable Optical Add/Drop Multiplexer, ROADM). Le bloqueur de longueurs d'onde (Wavelength Blocker, WB) qui peut être considéré comme un cas particulier de ce sous-système, a une dynamique qui doit être supérieur à 35 dB, garantissant de faibles niveaux de diaphonie.

### 1.4.4 Fibres de compensation de dispersion

Les fibres à compensation de dispersion sont des fibres à dispersion négative qui sont insérées dans la liaison optique pour compenser la dispersion accumulée. Un module de compensation de dispersion est donc composé d'une fibre de longueur prédéterminée et de dispersion égale et de signe opposé à celle de la fibre de transmission. Plusieurs modèles sont commercialisés, par exemple pour les fibres optiques monomodes standard : les DCM 40 qui compensent 40 km de fibre optique monomode standard, les DCM 60 qui compensent 60 km de fibre standard, les DCM 70, les DCM 90... Pour chaque type de fibre optique (standard, NZDSF, etc), on trouve des modules DCM associés.

### 1.4.5 Les Isolateurs Optiques

Les isolateurs sont les éléments passifs qui possèdent une perte d'insertion de 0.6 dB, qui transmettent la lumière incidente, mais bloquent la lumière réfléchi. Dans les systèmes de télécommunication par fibre optique, ils sont souvent employés pour atténuer la lumière provenant des réflexions parasites. Ces réflexions peuvent notamment nuire au bon fonctionnement du laser. Les isolateurs sont généralement caractérisés par leur perte d'insertion et leur niveau d'isolation typique. Le tableau 1.5 nous donne les spécifications typiques des isolateurs utilisés dans les systèmes de communication par fibre optique.

### 1.4.6 Les Coupleurs Optiques

Les coupleurs optiques sont utilisés pour combiner ou diviser les signaux dans le lien de transmission. Le principe des coupleurs à fibres optiques fusionnées est basé sur le couplage des ondes évanescentes se propageant entre deux fibres dont les cœurs sont très proches. La lumière qui se propage dans le cœur d'une fibre optique est transférée progressivement dans le cœur de l'autre fibre optique (Vemeuil, 2003). Un coupleur à fibres optiques fusionnées 2x2 possède une perte d'insertion de 3 dB.

### 1.4.7 Les filtres optiques

Le filtrage a pour but de limiter l'occupation spectrale d'un signal.

spectrale est réalisée en réfléchissant une certaine gamme de longueurs d'onde et en transmettant les autres. On caractérise donc le filtre par sa bande passante, c'est-à-dire le domaine de fréquences (ou de longueurs d'onde) pour lequel il laisse passer la lumière et par sa bande atténuée, c'est-à-dire le domaine de fréquences (ou de longueurs d'onde) pour lesquelles il réfléchit la lumière incidente. Ces deux domaines spectraux peuvent être très larges notamment pour les filtres passe-haut et passe-bas.

#### 1.4.8 Les Multiplexeurs Optiques à Insertion/Extraction Reconfigurable (ROADM)

Les flux de trafic sont difficiles à prévoir dans les réseaux. Une augmentation soudaine du volume des communications et des données échangées sur une portion du réseau peut la transformer en un goulot d'étranglement pouvant affecter plusieurs services et plusieurs connexions déjà en cours. Il est difficile de traiter ce genre d'événements à l'aide de dispositifs statiques comme les OADM. Il ne faut pas perdre de vue que ces derniers ont des filtres fixes, ce qui exige qu'un opérateur modifie le dispositif à chaque fois que des changements importants de volume de trafic apparaissent. Pour résoudre ce genre de situation, les OADM reconfigurables ou ROADM ont été développés. Ceux-ci rendent les liaisons plus flexibles en permettant une gestion dynamique, rapide et efficace du trafic.

Dans un ROADM, des longueurs d'onde choisies peuvent être insérées ou extraites à l'aide d'un système de gestion centralisé dans le réseau. De futures mises à niveau de débit ou de protocole peuvent être adaptées sans changement de commutateur ni déplacement sur le terrain. Bien entendu, toute cette opération de commutation est réalisée dans le domaine optique afin d'éviter les coûts et les limitations des conversions O-E-O.

Nous présenterons dans ce qui suit, les différentes architectures possibles des ROADM et le mode opératoire de chacune d'entre elles.

##### ➤ Différentes architectures des ROADM

On distingue trois principales architectures ROADM : celles utilisant des bloqueurs de longueurs d'onde (Wavelength Blockers, WB), celles utilisant des Wavelength Selective Switches (WSS) et celles utilisant des Wavelength Cross Connect (WXC).

##### ➤ Wavelength Blocker (WB)

Un WB utilise une structure tout-optique pour atténuer simultanément un certain nombre ou la totalité des longueurs d'onde qui le traversent. Il utilise par exemple des MEMS dans lesquels un micro miroir actionné par une tension électrique est placé à la sortie de la fibre d'entrée et réfléchit plus ou moins de la lumière vers la fibre de sortie. Il couvre la bande C (de 1525 à 1565 nm) ou la bande L (de 1566 à 1625 nm) des longueurs d'onde. Le contrôle de l'amplitude du signal optique peut varier d'une simple diminution de la puissance jusqu'à l'extinction totale de la longueur d'onde en question (qui est qualifiée de blocage de la longueur d'onde). Le WB offre, à lui seul, une configuration 1 x 1, soit un port d'entrée et un port de sortie. Plusieurs WB peuvent être mis en parallèle pour une configuration 1 x N.

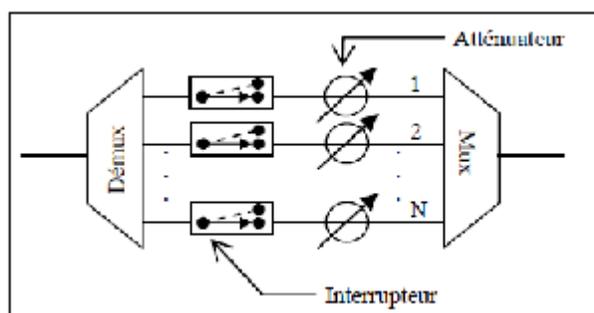


Figure 1.14: Un Wavelength Blocker.  
Adapté d'Eldada (2007)

### ➤ Wavelength Selective Switch (WSS)

Un WSS est un composant de commutation de signaux lumineux au niveau des longueurs d'onde. Il est caractérisé par le nombre de longueurs d'onde qu'il peut recevoir (par exemple 40 ou 80) et le nombre de fibres ou directions sélectionnables (par exemple 1 x 5 ou 1 x 9). La principale technologie utilisée pour réaliser la commutation dans les WSS est la technologie MEMS, mais on trouve des WSS à base de cristaux liquides également (tout comme pour les WB). La figure 1.15 représente un WSS 1 x 5 à base de MEMS. Les longueurs d'onde entrent dans le commutateur par la gauche sur une fibre attachée à une barrette de fibres optiques. Ce composant sert d'interface entre la fibre et l'espace libre (l'intérieur d'un WSS est hermétiquement scellé et peut être un vide ou rempli d'air ou de gaz inerte). Un élément dispersif, comme le réseau de diffraction transmissif, illustré sur la figure, démultiplexe chaque faisceau en ses longueurs d'onde constitutives. Les longueurs d'onde sont projetées chacune sur un micro-miroir MEMS dédié. L'inclinaison de chaque miroir peut être contrôlée indépendamment des autres. Par le biais de l'inclinaison des micromiroirs, les faisceaux sont réfléchis et dirigés vers les fibres de sortie (Nagy, 2006).

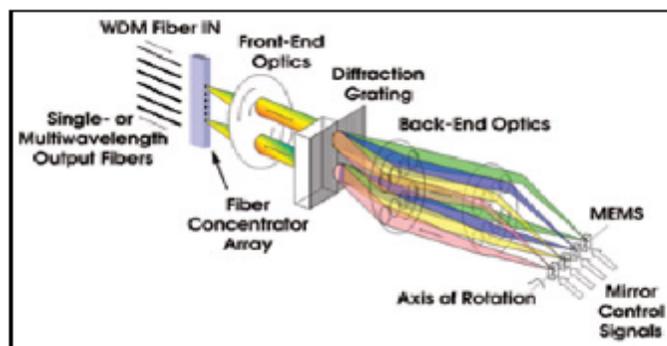


Figure 1.15: "Wavelength Selective Switch" à base de MEMS.  
Tiré de Nagy (2006)

La figure montre tous les faisceaux sortant par la même fibre, mais chaque miroir peut être dirigé différemment de façon à sortir le faisceau par n'importe quelle fibre de sortie.

### ➤ Wavelength Cross Connect (WXC)

Les WXC sont utilisés pour rediriger les longueurs d'onde d'une fibre à une autre à l'aide de commutateurs. Le signal en entrée est démultiplexé et chaque longueur d'onde est envoyée à un commutateur déterminé. Ce dernier redirige cette longueur d'onde sur l'un des multiplexeurs de sortie (figure 1.16).

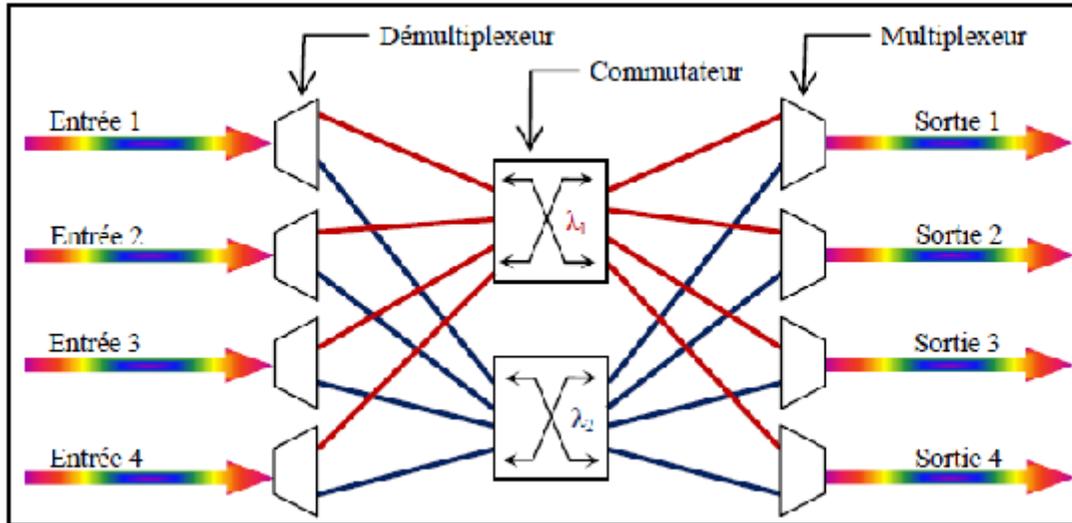


Figure 1.16 : "Wavelength Cross Connect" de 4 fibres de 2 canaux.  
Adapté d'Eldada (2007)

## 1.5 Différentes Implémentation des ROADM

### 1.5.1 ROADM basé sur un WB

Nous supposons, pour faire simple, avoir douze longueurs d'onde circulant dans le réseau. Le fonctionnement d'un ROADM utilisant un module WB se passe en plusieurs étapes (voir figure 1.17) :

- diviseur de puissance :  $\lambda_1$ - $\lambda_{10}$  arrivent au diviseur de puissance 1 x 2,
- une partie de la puissance de ces dix longueurs d'onde est transmise au démultiplexeur et l'autre partie vers un autre diviseur de puissance 1 x N ;
- à la sortie du diviseur 1 x N, les filtres ne laisseront passer que les longueurs d'onde voulues au nœud présent (exemple :  $\lambda_1$ - $\lambda_3$ ),
- démultiplexeur/multiplexeur: le démultiplexeur sépare les différentes longueurs d'onde ( $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_{10}$ ),
- les longueurs d'onde non utilisées au nœud en question sont envoyées au multiplexeur sans atténuation, tandis que les autres ( $\lambda_1$ - $\lambda_3$ ) sont bloquées,
- le multiplexeur regroupe les longueurs d'onde restantes et les envoie à la sortie vers le combineur de puissance,
- Combineur de puissance : le combineur rassemble les longueurs d'onde de la sortie du multiplexeur ( $\lambda_4$ - $\lambda_{10}$ ) et celles ajoutées à ce nœud ( $\lambda_{11}$ - $\lambda_{12}$ ),
- le tout ( $\lambda_4$ - $\lambda_{12}$ ) est envoyé dans une fibre à destination du nœud suivant.

Du fait de l'usage de plusieurs diviseurs/combineurs de puissance, ce ROADM tend à présenter de grandes pertes d'insertion. Par contre, c'est un dispositif qui permet l'insertion et l'extraction de n'importe quelle longueur d'onde.

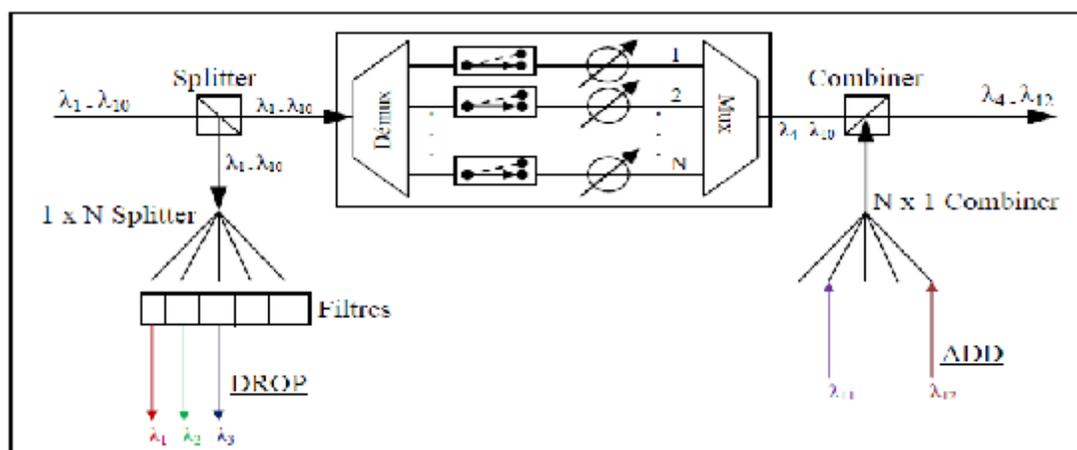


Figure 1.17 : Un ROADM avec un module WB.  
Adapté d'Eldada (2007)

### 1.5.2. ROADM basé sur un WSS

Les ROADM utilisant des modules WSS sont souvent implémentés en configuration 1x2 dans les réseaux en anneaux. À l'intersection de deux anneaux, les longueurs d'onde qui arrivent au ROADM, venant de l'anneau-1, vont : soit continuer leur chemin sur l'anneau-1, soit être extraites dans ce nœud, ou envoyées vers l'anneau-2 (figure 1.18).

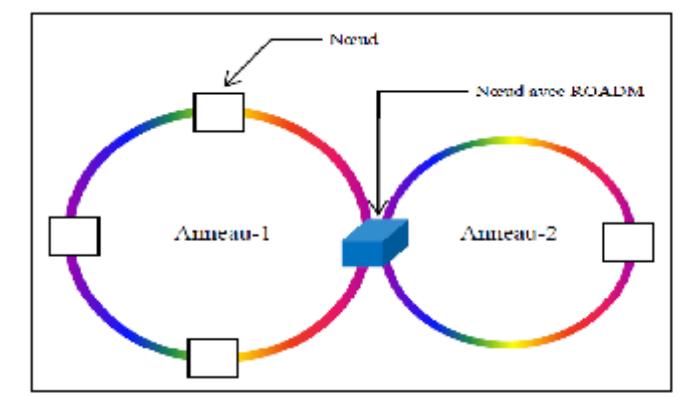


Figure 1.18 : Deux réseaux en anneau reliés par un ROADM.

Les ROADM WSS sont de deux types : WSS avec insertion et extraction fixe (*colored*) et WSS avec insertion et extraction variable (*colorless*)

#### a. WSS avec insertion et extraction fixe (*colored*)

Ce type de ROADM permet d'insérer et d'extraire des longueurs d'onde prédéterminées dans le nœud (figure 1.19).

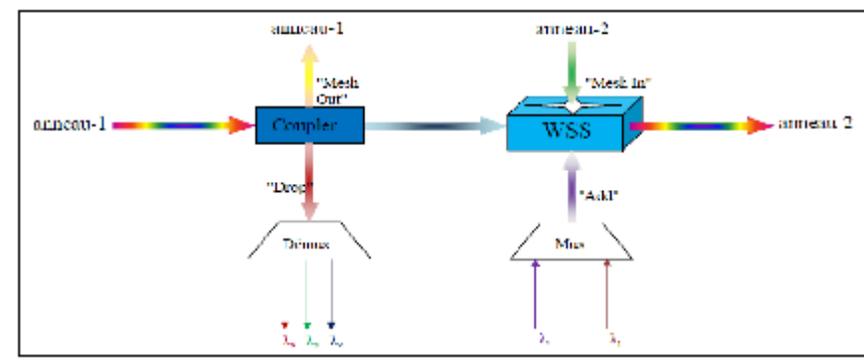


Figure 1.19: Schéma d'un WSS-ROADM coloré.  
Adapté d'Eldada (2007)

Le diviseur de puissance sépare les longueurs d'onde en trois groupes :

- "Mesh Out" : l'information venant de, et restant dans, l'anneau-1 suit son chemin et ne subit aucun traitement,
- "Drop" : les longueurs d'onde extraites dans ce nœud sont envoyées vers un démultiplexeur, puis chacune de celles-ci est transmise à un récepteur,
- WSS : le module WSS reçoit trois entrées :  
 les longueurs d'onde venant de l'anneau-1 en direction de l'anneau-2,  
 "Mesh In" : les longueurs d'onde venant de, et restant dans, l'anneau-2,  
 Mux : les longueurs d'onde introduites à ce nœud sont multiplexées puis envoyées au WSS.

### b. WSS avec insertion et extraction variable (colorless)

Afin de pouvoir insérer et extraire n'importe quelle longueur d'onde en fonction des besoins du moment, il faut remplacer le multiplexeur et le démultiplexeur par deux WSS (figure 1.20).

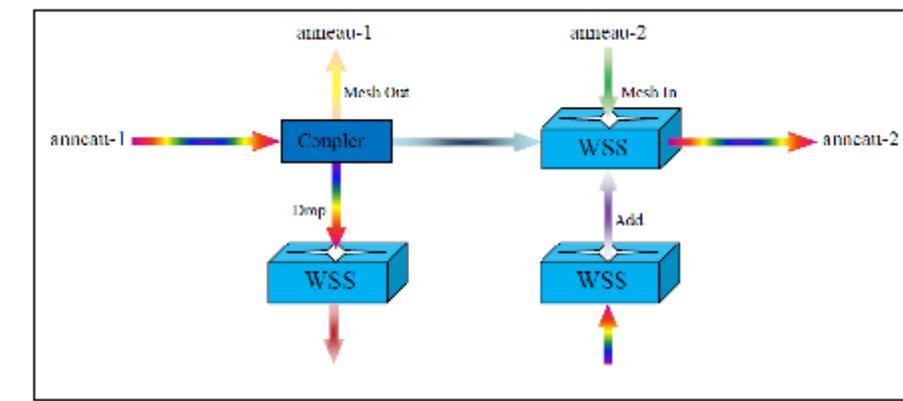


Figure 1.20: Schéma d'un "colorless-WSS-ROADM".  
Adapté d'Eldada (2007)

Le problème majeur de ce type de ROADM est son coût. Le prix d'un WSS est plus élevé que celui d'un multiplexeur/démultiplexeur, et le montant pour un WSS utilisé

est encore plus dispendieux (Eldada 2007). En plus, trois WSS sont nécessaires pour chaque degré. À titre d'exemple, un nœud de degré quatre requiert l'utilisation de douze WSS (figure 1.21).

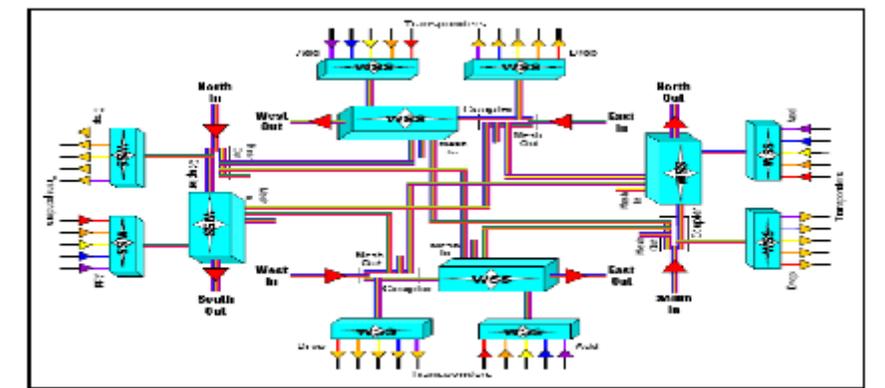


Figure 1.21 : Schéma d'un "colorless-WSS-ROADM" de degré 4.  
Tiré d'Eldada (2007)

### 1.5.3. ROADM basé sur un WXC

Les ROADM à base de WXC sont utilisés dans les réseaux maillés. Ce type de réseau permet d'offrir une plus grande capacité, une meilleure efficacité et plus de fiabilité grâce à l'augmentation du nombre de connexions et à un plus haut niveau de redondance. Pour un réseau de N fibres et M longueurs d'onde par fibre, le WXC sera composé de N démultiplexeurs, de N multiplexeurs et M commutateurs N x N. La figure 1.22 représente un ROADM pour huit (8) fibres avec quarante (40) canaux par fibre. Nous avons donc un WXC incluant huit (8) fibres de quarante (40) canaux, huit (8) démultiplexeurs, huit(8) multiplexeurs, et quarante (40) commutateurs 8 x 8.

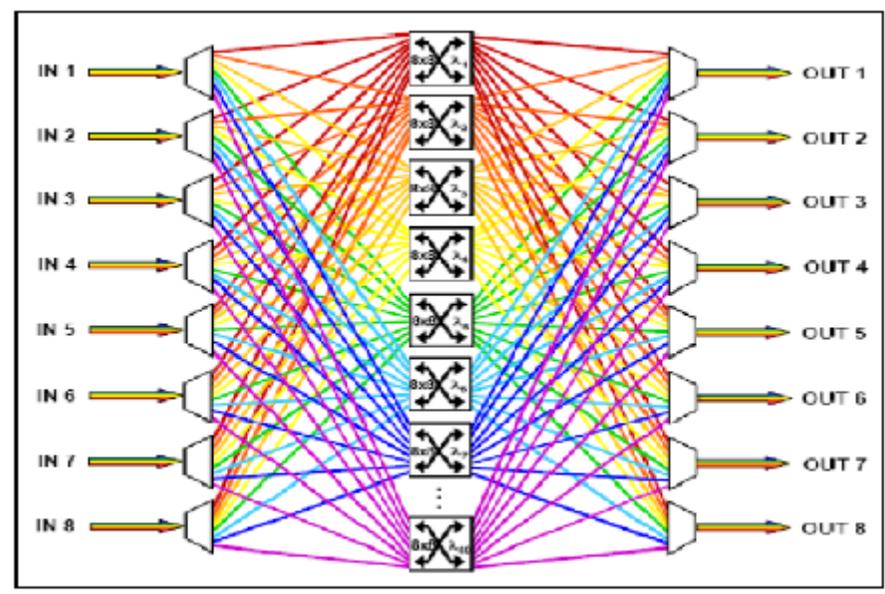


Figure 1.22: Schéma d'un ROADM à base de WXC

Chaque démultiplexeur envoie une longueur d'onde différente sur chaque commutateur de telle manière que chaque commutateur reçoit quarante (40) signaux de même longueur d'onde. Chaque sortie de commutateur peut envoyer la longueur d'onde au multiplexeur spécifié lors de l'opération de commutation. Ainsi, par exemple, le multiplexeur-1 sélectionne les longueurs d'onde à utiliser localement dans le nœud (le Drop) et le multiplexeur-2 sélectionne les longueurs d'onde de transit.

L'inconvénient majeur de cette architecture est son coût dû au nombre élevé de composants requis.

### ➤ Impact des ROADM

L'utilisation de ROADM a un très grand impact sur l'ingénierie des réseaux en amenant les ingénieurs à repenser la connectivité, la flexibilité et la planification des réseaux. Les ROADM incluent une commutation par longueur d'onde unique en plus de la fonctionnalité d'atténuation optique variable. Ils peuvent donc offrir un équilibrage automatique de la puissance optique par canal. Le fait de pouvoir insérer et extraire une longueur d'onde à la fois (en plus de pouvoir le faire par bande de longueurs d'onde) et ceci à n'importe quel nœud du réseau équipé d'un ROADM, permet de concevoir des réseaux plus flexibles. Aussi, les ROADM intègrent, au niveau de la longueur d'onde, des fonctionnalités comme la commutation optique, la surveillance de puissance, et l'atténuation optique variable, dans une même entité de gestion. Ceci améliore le diagnostic du réseau et la gestion des pannes et par conséquent diminue les coûts d'exploitation. Finalement, le contrôle et la gestion à distance des ROADM éliminent le besoin de déplacement aux nœuds intermédiaires pour les configurer manuellement.

## 1.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté plusieurs architectures des ROADM dont l'utilisation est déterminée de façon à répondre au mieux aux exigences de tel ou tel secteur du réseau.

Dans les chapitres suivants, nous allons décrire les phénomènes physiques et l'outil mathématique pour l'étude des filtres biréfringents à gabarit prédéfinis.

---

## Chapitre 2 : Filtres Biréfringents

---

### 2.1 Introduction

Les filtres biréfringents qui font objet de ce chapitre consistent en un assemblage de lames (cristaux) biréfringentes et de polariseurs. Leur principe de fonctionnement est basé sur les interférences en lumière polarisée, qui exigent un déphasage entre les composantes de la lumière. Ces filtres jouent un rôle important dans divers systèmes optiques et en particulier ceux où les bandes passantes étroites et les grandes plages d'accordabilité sont nécessaires.

Nous commençons par faire un rappel sur les différents phénomènes physiques comme la biréfringence et la polarisation qui régissent la technique de filtrage optique, et nous présentons une description des différents éléments constituant ces filtres en exposant leur modèle mathématique et physique. Enfin, nous analysons les deux configurations de base de cette famille de filtres à savoir celles de Lyot et de Solc.

### 2.2 Phénomènes physiques

#### 2.2.1 Biréfringence :

➤ **Définition :**

Un matériau isotrope est celui dont l'indice de réfraction est le même dans toutes les directions; c'est le cas des cristaux cubiques comme NaCl, aussi bien que des substances non cristallines comme le verre, les matières plastiques, l'eau et l'air. En général, les cristaux sont anisotropes, c'est-à-dire que les indices de réfractons varient selon les directions [5].

C'est dans cet ordre d'idées que la biréfringence est définie comme une propriété physique d'un matériau dans lequel la lumière se propage de façon anisotrope [5]. C'est le cas des cristaux uniaxes, qui ne présentent qu'un seul axe de symétrie ou axe optique et deux indices principaux. Le second axe correspondant aux vibrations du champ optique (vecteur champ électrique) parallèle ou perpendiculaire à l'axe optique. La calcite ( $\text{CaCO}_3$ ) et le quartz en sont de bons exemples. Sont tous sur des plans parallèles qui sont normaux à l'axe optique.

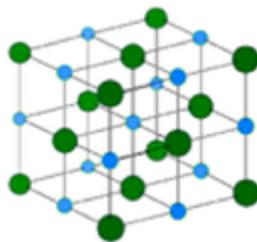
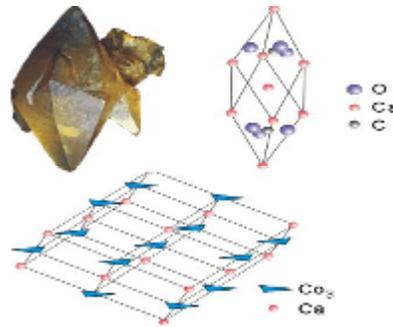


Figure 2.1 : Structure d'un cristal de chlorure de sodium

Bleu :  $\text{Na}^+$   
Vert :  $\text{Cl}^-$

Figure 2.2 : Structure cristalline du  $\text{CaCO}_3$ 

➤ **Illustration du phénomène :**

La figure ci-dessous illustre ce phénomène dans le cas d'un cristal uniaxe biréfringent. Elle représente une vue du côté d'une lame de calcite taillée de façon à ce que l'axe optique se trouve dans le plan de la figure.

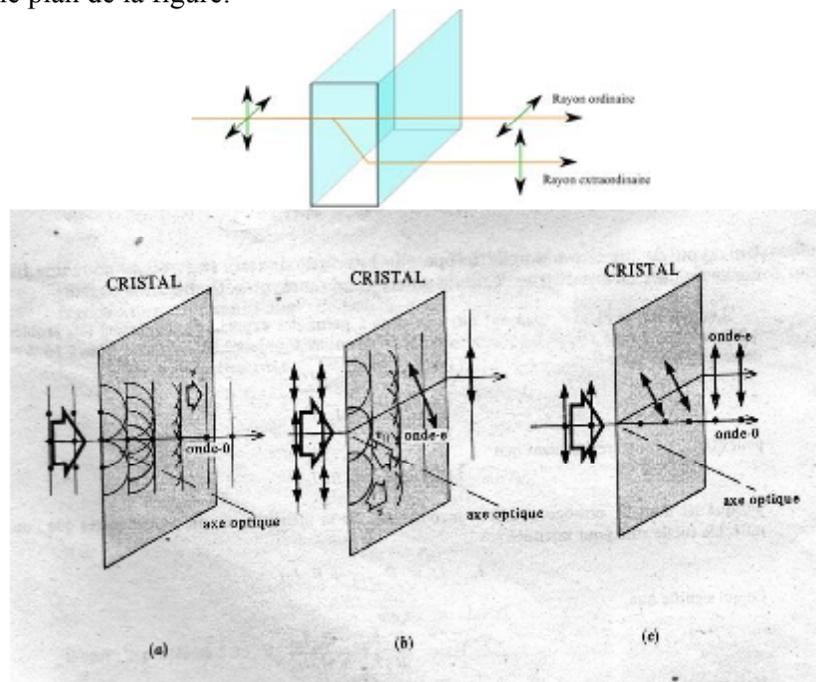


Figure 2.3 : Biréfringence dans le cas d'un cristal uniaxe

Fig. 2.3.a [5] : une onde plane polarisée linéairement, normale au plan de figure, frappe le cristal. Le champ électrique est partout normal à l'axe optique ; les ondelettes sphériques, et l'ébranlement, se propagent à travers la lame (à la vitesse  $v_{\perp}$ ) dans la direction  $y$  : c'est l'onde ordinaire ou onde-o.

Fig.2.3.b [5] : ici le champ électrique de l'onde incidente est dans le plan de figure. Dans ce cas, il présente des composantes parallèle (onde-e) et perpendiculaire (onde-o) à l'axe optique qui se propagent à des vitesses, respectivement,  $v$  et  $v_{\perp}$ .

Fig.2.3.c [5] : le cristal sépare une onde incidente non polarisée en deux rayons distincts, rayon-e et rayon-o.

On définit d'habitude les deux indices d'un cristal uniaxe comme  $n_o = c/v_{\perp}$ , et  $n_e = c/v$ . L'indice de réfraction d'un milieu biréfringent n'est pas unique, mais dépend de la direction de propagation et de polarisation du rayon lumineux par rapport à l'axe optique du matériau :

- Si l'onde se propage parallèlement à l'axe optique, les deux rayons o et e se propagent à la même vitesse parce qu'ils voient le même indice de réfraction

$$n_o = n_e.$$

- Si l'onde se propage perpendiculairement à l'axe optique, les deux rayons o et e ne voient pas le même indice de réfraction ( $n_o$  et  $n_e$ ). Dans ce cas ils ne se déplacent pas à la même vitesse de phase et le déphasage  $\varphi = \frac{2\pi e(n_e - n_o)}{\lambda}$  entre les deux sera maximal. Ce déphasage, et ainsi l'écart  $\delta_n = n_e - n_o$ , appelé aussi la biréfringence, entre les deux milieux, dépendent de la variation de ces différents indices[5].

$e$  : représente l'épaisseur du cristal

$n_e$  et  $n_o$  représentent respectivement, l'indice vu par le rayon extraordinaire et celui vu par le rayon ordinaire pendant la propagation.

- Si l'onde se propage suivant une direction quelconque par rapport à l'axe optique, la différence d'indice résultante est  $n_e(\theta) - n_o$  qui est toujours inférieure à la biréfringence  $\delta_n$ . Dans ce cas, les deux trajets des deux rayons o et e constituant l'onde est le même [5].

### 2.2.2 Polarisation

La polarisation mise en évidence depuis le 19<sup>ème</sup> siècle, est un phénomène propre à la propagation des ondes transversales, en particulier les ondes lumineuses. La polarisation est l'une des propriétés de la lumière et est directement liée à l'orientation du vecteur lumineux qui n'est autre que le vecteur champ électrique de l'onde électromagnétique vue qu'il est le seul auquel soient sensibles les récepteurs usuels.

Ce phénomène est caractérisé par le fait que leur direction de vibration se trouve dans un plan déterminé contenant la direction de propagation appelé plan de polarisation. Cependant toutes les ondes lumineuses ne sont pas polarisées : à l'exemple de la plupart des sources qui émettent des ondes dont le vecteur lumineux varie d'une façon rapide et aléatoire dans le temps et dans l'espace. Dans ce cas, la lumière présente une symétrie de révolution autour de sa direction de propagation et elle est dite naturelle.

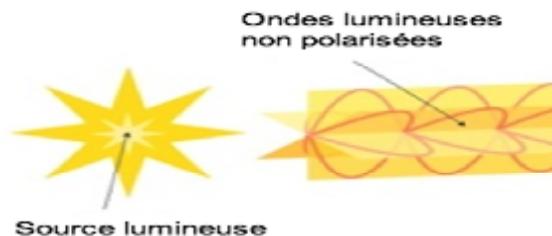


Figure 2.4 : Onde non polarisée

On distingue trois cas particuliers importants de polarisation de la lumière : polarisation linéaire, polarisation circulaire, polarisation elliptique.

La polarisation est dite **linéaire** lorsque l'onde lumineuse garde une direction fixe dans le temps et dans l'espace. Comme la montre la figure ci-dessous, elle peut se propager dans le plan vertical comme dans le plan horizontal.

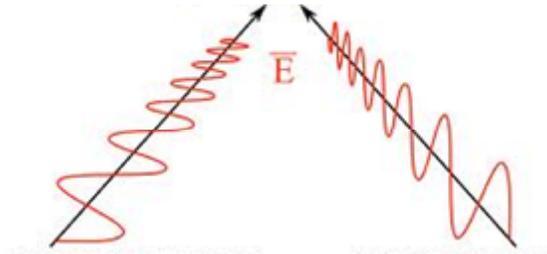


Figure: 2.5 polarisations linéaires dans le plan vertical et dans le plan horizontal

La polarisation dont le vecteur lumineux varie selon une loi est obtenue par filtrage de la lumière naturelle, elle est dite **elliptique** quand l'extrémité du vecteur lumineux décrit une ellipse dans le plan d'onde, les deux composantes du champ selon les deux axes orthogonaux  $x$  et  $y$  sont d'amplitudes différentes ou déphasées d'un angle quelconque différent de  $0^\circ$  et  $90^\circ$ . La polarisation **circulaire** qui est un cas particulier de la polarisation elliptique, l'ellipse est réduite à un cercle. Les deux composantes du champ ont une même amplitude et un déphasage de  $\pm \frac{\pi}{2}$ .

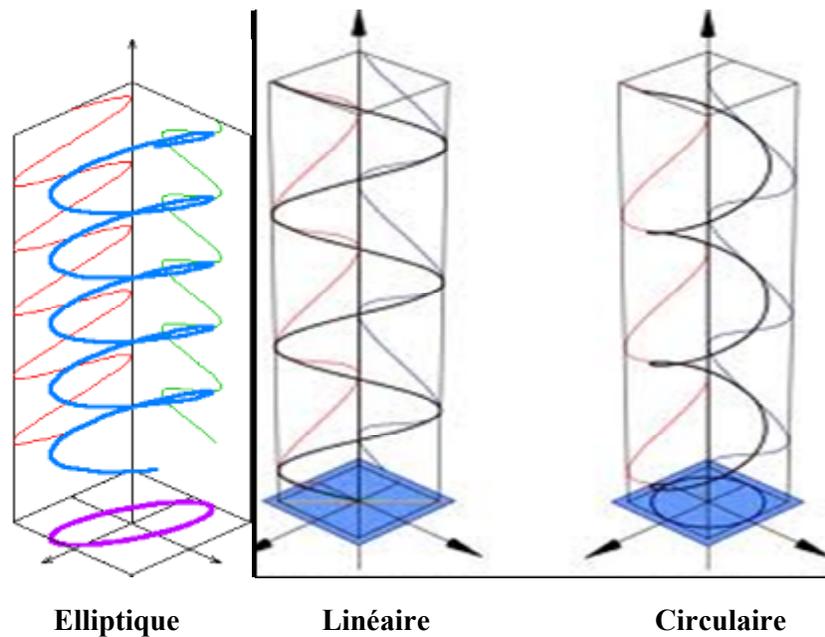


Figure: 2.6 les trois cas de polarisations

### 2.2.3 Cristaux liquides

Les cristaux liquides sont des matériaux présentant des propriétés physiques intermédiaires entre les phases solides et liquides. Le premier dispositif à cristaux liquide technologiquement stable fut seulement réalisé vers 1973. Depuis, les cristaux liquides ont fait l'objet de nombreuses recherches et de multiples applications utilisant les cristaux liquides se sont développées (affichage, imagerie, télécommunication, médical, industrie...). De nombreuses substances organiques ne présentent pas un changement d'état (ou transition de phase) unique entre le cristal et le liquide, mais une série de transitions faisant apparaître des états, dont les propriétés physiques sont intermédiaires entre le cristal et le liquide. Ces états baptisés cristaux liquides par Friedel sont dits aussi mésomorphes (du grec : de forme intermédiaire) ou mésophases.

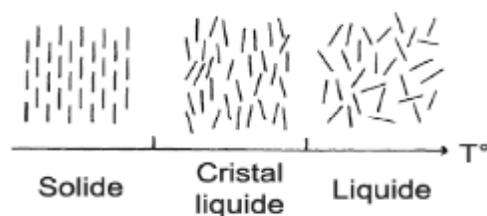


Figure 2.7 : Le Cristal liquide est une phase intermédiaire aux phases solide et liquide.

Une conséquence immédiate est l'anisotropie des propriétés tensorielles des cristaux liquides (optiques, diélectriques, magnétiques, mécaniques, etc.). Cette anisotropie est généralement plus élevée que dans les cristaux : une biréfringence optique de 0,1 à 0,2 par exemple est courante dans les cristaux liquides. L'existence d'un ordre liquide garantit par ailleurs le caractère fluide des mésophases et dans une certaine mesure la rotation facile des axes optiques. Cette propriété est évidemment essentielle pour l'application aux affichages et plus généralement aux dispositifs électro-optiques.

Il existe plusieurs phases cristal liquide, les principales et plus utilisées sont les phases Nématiques (parallèle et torsadée), smectique (A et C) et cholestérique. Seule la phase nématique sera utilisée dans notre étude.

#### ➤ La phase nématique

Une phase nématique est une phase dans laquelle les molécules ne présentent pas d'ordre positionnel, c.-à-d. que leur centre de gravité est placé de manière aléatoire dans l'espace, et qu'elles peuvent "couler" librement les unes sur les autres. En ce sens, la phase nématique est une phase liquide. Les molécules présentent par contre, en moyenne, un ordre d'orientation de leur grand axe. La direction moyenne locale des axes moléculaires est alors repérée par un vecteur unitaire  $\vec{n}$ , le directeur de la phase nématique. En représentant schématiquement les molécules nématogènes (c'est-à-dire pouvant donner une phase nématique) par des formes elliptiques allongées, une "photographie microscopique" d'une phase nématique parallèle donnerait le schéma de la figure 2.8

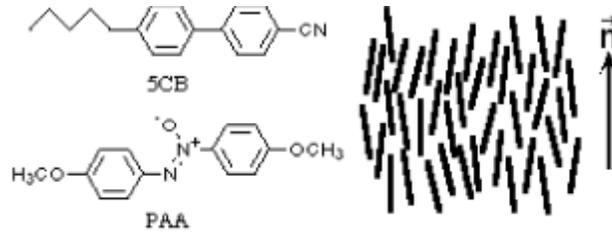


Figure 2.8 : A gauche : formules chimiques de deux types de CLN, le 5CB et le PAA. La forme allongée des molécules est caractéristique des cristaux liquides. A droite, la figure montre l'alignement global des molécules suivant le directeur.

La phase nématique est un milieu uniaxe ou biréfringent, c'est à dire qu'elle présente deux indices de réfraction différents,  $n_o$  et  $n_e$  les indices ordinaire et extraordinaire. L'indice de réfraction du milieu sera donc différent selon la direction de propagation de la lumière, de sa polarisation et de l'orientation moléculaire. La meilleure représentation de cette anisotropie d'indice est l'ellipsoïde des indices de la figure 2.9. Dans un milieu anisotrope à biréfringence négative, l'indice ordinaire est orienté le long de l'axe moléculaire et l'indice extraordinaire est orienté perpendiculairement à cet axe. Cet arrangement est inversé dans un milieu à biréfringence positive. Un faisceau lumineux non polarisé incident à une couche CL à biréfringence positive est donc séparé en deux composantes, une composante ordinaire, perpendiculaire à  $\vec{n}$  et une composante extraordinaire, parallèle à  $\vec{n}$ .

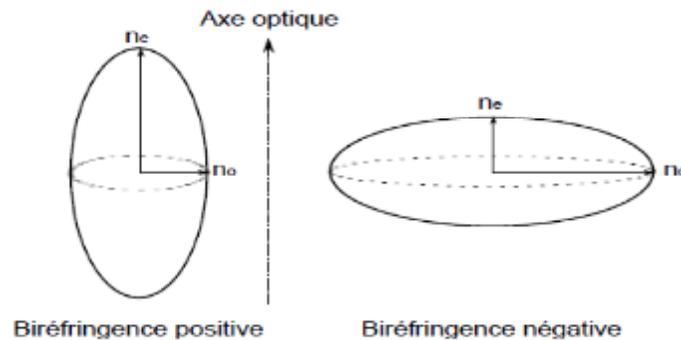


Figure 2.9 : Ellipsoïde des indices pour deux milieux biréfringents (uniaxe) positif et négatif.

Chaque composante se propage dans le milieu biréfringent à deux vitesses différentes suivant l'indice considéré,  $n_o$  pour la composante ordinaire et un indice  $n(\theta)$  résultant de la projection le long des deux axes propres pour la composante extraordinaire :

$$n(\theta) = \frac{n_e \cdot n_o}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta}} \quad (2.1)$$

où  $\theta$  est l'angle entre  $\vec{n}$  et l'axe orthogonal à la propagation du faisceau  
Cette différence de vitesse de propagation engendre un déphasage :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \int_0^d n(\theta) dy - n_0 d \right) \quad (2.2)$$

Où  $d$  est l'épaisseur de CL traversé et  $\lambda$  la longueur d'onde du faisceau lumineux.

C'est la modulation de ce déphasage ou variation de chemin optique qui est le plus souvent utilisé dans les dispositifs à cristaux liquides.

Le principe des cellules à cristaux liquides est de créer une interaction entre le champ électrique de commande et l'orientation moléculaire  $\vec{n}$ . Les molécules de nématique sont très anisotropes et, lors de l'application d'un champ électrique  $\vec{E}$ , elles se comportent comme un dipôle induit par  $\vec{E}$ . Un moment dipolaire, perpendiculaire à l'axe des molécules et centré sur elles apparaît, ce qui génère un couple électrique qui les entraîne dans un mouvement de rotation. Cette rotation est plus ou moins freinée par la viscosité et l'élasticité du milieu.

Lors de la rotation moléculaire, l'indice optique du milieu est modifié et la biréfringence est alors contrôlable électriquement. L'anisotropie d'indice  $\Delta n = n_e - n_o$ , peut atteindre 0,3 et sur une épaisseur pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de  $\mu\text{m}$ , on obtient un déphasage  $\Delta\varphi = 2\pi d \Delta n / \lambda$  important. De plus, les CL gardent leurs propriétés électro-optiques spectaculaires sur une très large gamme spectrale (UV, Visible, IR) en dehors des plages de longueurs d'onde qui correspondent aux raies d'absorption moléculaires. Le champ électrique doit être suffisamment fort ( $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ ) pour vaincre les forces élastiques intrinsèques au CL. Il faut appliquer une tension minimale aux bornes de la cellule pour changer l'orientation des molécules. La figure 2.10 montre cet effet de seuil.

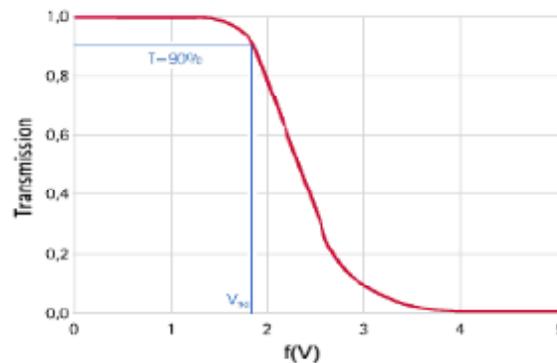


Figure 2.10 : Transmission en fonction de la tension appliquée aux bornes d'une cellule TN. Il apparaît qu'il faut dépasser une tension seuil aux bornes des électrodes pour agir sur le cristal (source : [Merck](#)).

Les forces élastiques intrinsèques au matériau sont à l'origine de l'orientation des molécules entre elles. Pour réaliser une cellule CL, il faut que l'alignement soit homogène dans tout le cristal. Une telle géométrie (réalisée dans les afficheurs courants) est obtenue par ancrage du directeur aux surfaces. Il consiste à piéger les molécules en contact avec les surfaces dans une direction choisie, afin de maintenir, en l'absence de champ, toutes les molécules alignées.

En règle générale, un ancrage planaire ( $\vec{n}$  parallèle à la surface) est obtenu par frottement d'une couche mince de polymère, le directeur s'alignant le long de la direction de frottement.

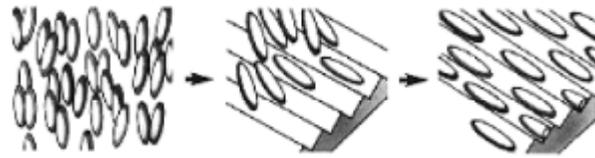


Figure 2.11 : Principe d'ancrage des molécules de CL.

C'est cet ancrage qui crée une force de rappel et, lorsque le champ est annulé, oblige les molécules à revenir dans leurs positions initiales lors d'une phase de relaxation élastique.

Le processus de conception des cellules CL le plus simple est schématisé sur la figure 2.12. Une couche d'oxyde d'indium et d'étain (ITO) est déposée sur deux substrats transparents (généralement du verre). Cette couche d'ITO fait office d'électrode et elle est généralement recouverte de polyimide (PI) pour réaliser l'ancrage vu précédemment. Les deux substrats sont ensuite positionnés face à face et séparés par des cales d'épaisseur (billes de polymères de diamètre légèrement supérieur à l'épaisseur désirée). Enfin le CL est introduit entre les deux substrats, par capillarité ou par infiltration sous vide d'air, et ceux-ci sont assemblés avec de la colle qui rend la cellule hermétique.

Les cristaux liquides nématiques peuvent être mis en œuvre dans de nombreuses configurations. Un empilement de molécules parallèles entre elles constitue la structure dite "Biréfringence électriquement Contrôlée" (BEC) dite à effet Freedericksz. L'alignement des molécules est planaire, de même direction sur les deux faces et également parallèle à la polarisation du faisceau optique incident. L'application d'une tension électrique suffisante aligne les molécules perpendiculairement à leur alignement d'origine. Il s'agit d'une lame biréfringente dont le retard est contrôlable électriquement entre 0 et  $\Delta\varphi_{\max}$  [6].

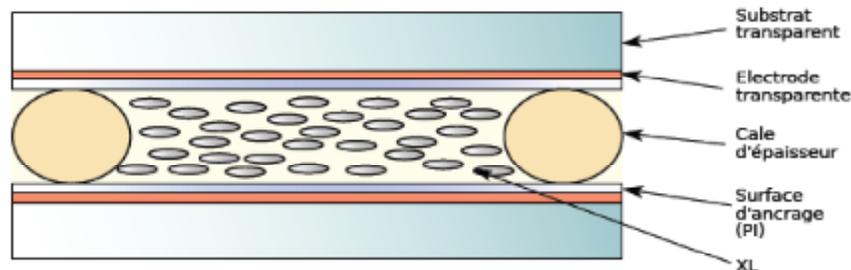


Figure 2.12 : Coupe d'une cellule bipolaire à cristal liquide nématique parallèle.

## 2.3 Différents éléments constitutifs d'un filtre biréfringent

### 2.3.1 Polariseur

Parmi les dispositifs optiques liés à la polarisation de la lumière les plus connus sont les polariseurs. Idéalement, **un polariseur** est un dispositif qui transmet ou réfléchit un état de polarisation et qui supprime la transmission ou la réflexion de l'état de polarisation orthogonal. En pratique, ce dispositif laisse passer une fraction de l'état orthogonal.

Il existe plusieurs sortes de polariseurs parmi lesquels les polariseurs rectilignes qui sont d'une importance capitale vue qu'ils font partie des éléments indispensables dans la réalisation des polariseurs circulaires ou plus généralement elliptiques et qu'en pratique la polarisation rectiligne est la plus rencontrée. Les polariseurs ont plusie

dont les plus importants sont le taux d'extinction (transmission), la transparence pour l'état transmis et la réponse spectrale [7].

Les effets physiques exploités pour la réalisation des polariseurs sont la réflexion (ou la transmission), les empilements des couches minces, la double réfraction dans les milieux biréfringents linéaires, le dichroïsme linéaire et la diffraction dans le cas des polariseurs à grille.

Dans les télécommunications optiques, les polariseurs utilisés sont les polariseurs à grille qui sont en principe utilisés dans le domaine infrarouge. Pour la fibre optique, ce dispositif est réalisé en déposant par photo-masquage un réseau métallique en extrémité des fibres optiques monomodes.

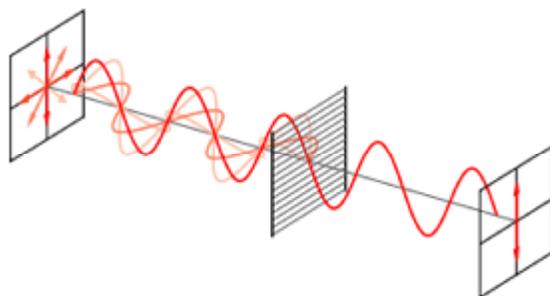


Figure 2.13 : conversion d'un faisceau présentant plusieurs polarisations en faisceau polarisé rectilignement par un polariseur à lames métalliques

Etant donné que ce polariseur est le composant le plus miniaturisé qui puisse être réalisé sur une fibre optique, sa difficulté de réalisation reste délicate.

Un polariseur moderne important est le *Polarcor*, fabriqué par *Corning Incorporated*. Ce matériau est un verre contenant des particules d'argent élongés dans un film près de sa surface. Il est plus durable et polarise mieux la lumière que le Polaroid, avec une faible absorption pour la lumière correctement polarisée. Il est le plus largement utilisé dans les télécommunications par fibre optique [8].

### 2.3.2 Lame biréfringente

Lorsqu'un faisceau de lumière polarisée se propage à travers une suite d'éléments optiques tel que polariseur, lame biréfringente ou lame douée de pouvoir rotatoire, chacun de ces éléments modifie l'état de polarisation du faisceau qui le traverse de façon particulière. La lumière transmise par un montage optique possède une polarisation et une intensité différente de celles du faisceau polarisé incident.

Une *lame biréfringente* dont les faces d'entrées et de sorties sont parallèles entre elles ne produit pas de double réfraction (pas de séparation de la lumière en deux faisceaux de polarisation perpendiculaire) mais uniquement un déphasage de l'onde lumineuse dépendant de sa direction de polarisation, c'est pourquoi on appelle ces lames *des lames à retard de phase*. En effet la vitesse de phase dépend de la direction de propagation de la lumière traversant la lame. On appelle axe rapide F (respectivement lent S) l'axe suivant lequel l'indice est le plus petit (respectivement grand). Une lumière polarisée suivant l'un de ces deux axes se propagera comme dans un milieu homogène d'indice  $n_S$  et  $n_F$ , sa direction de polarisation ne changera pas lors de la traversée de la lame, c'est pourquoi on appelle ces axes

des lignes neutres de la lame. En revanche, une lumière incidente polarisée rectilignement par rapport à ces axes verra sa polarisation modifiée.

En effet les deux composantes  $E_F$  et  $E_S$  de l'onde ne se propageant pas à la même vitesse dans la lame, elles en sortent déphasées l'une par rapport à l'autre d'une quantité égale  $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} n \cdot e$  où  $n = n_S - n_F$  est la différence d'indice de réfraction correspondant aux deux axes et  $e$  est l'épaisseur de la lame.

Les cas particuliers sont des lames *quart d'ondes*, *lames demi ondes* et *les lames ondes* :

On caractérise une lame soit par le déphasage qu'elle introduit entre les deux composantes de polarisation suivant ses lignes neutre F et S, soit par la différence de marche  $= n \cdot e$ . On appelle lame quart d'onde une lame pour laquelle  $= \frac{\lambda}{4}$ . De même, on appelle lame demi onde une lame telle que  $= \frac{\lambda}{2}$ , et lame onde une lame telle que  $\delta = \lambda$ . Une **lame demi-onde** crée un déphasage valant  $180^\circ$ , c'est-à-dire un retard d'une moitié de longueur d'onde. L'onde sortante d'une telle lame présente une polarisation symétrique de l'onde entrante par rapport à l'axe optique. Une **lame quart d'onde**, crée un déphasage de  $90^\circ$ , c'est-à-dire un retard d'un quart de longueur d'onde. Elle permet de passer d'une polarisation rectiligne à une polarisation elliptique ou circulaire, et vice-versa.

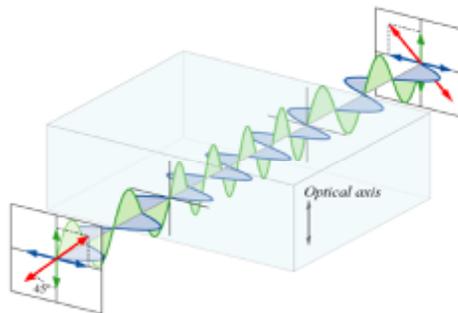


Figure 2.14 : Une lame demi-onde. La lumière entrante dans la lame peut être décomposée en deux polarisations perpendiculaires (en bleu et vert). A l'intérieur de la lame, la polarisation verte prend un retard par rapport à la bleue. La lumière en sortie est alors polarisée différemment

## 2.4 Description mathématique des phénomènes liés à l'état De polarisation d'une onde optique

### 2.4.1 Introduction

L'onde électromagnétique peut être caractérisée par quatre paramètres principaux : l'intensité, la fréquence, la polarisation et la phase. Bien que très performante, la vision naturelle de l'homme n'est sensible qu'à sa couleur liée à la fréquence de vibration ainsi qu'à son intensité. La polarisation décrit l'évolution temporelle du vecteur champ électrique. Si cette évolution est stationnaire pendant le temps de mesure, l'onde sera dite polarisée, sinon elle sera dite partiellement ou totalement dépolarisée. Lorsqu'une onde lumineuse traverse un milieu où est réfléchi par une cible, sa polarisation subit une transformation. Cette variation de l'état de polarisation de l'onde permet alors une caractérisation du système considéré. L'étude du passage lumineux à travers une succession d'éléments polarisants peut être facilitée par l'utilisation de divers formalismes.

Deux formalismes sont principalement utilisés pour représenter la polarisation d'une onde lumineuse ainsi que l'effet des dispositifs optiques sur celle-ci : les form

de Stokes. Le premier est particulièrement bien adapté à la description d'ondes lumineuses totalement polarisées, tandis que le second l'est pour la lumière partiellement polarisée. En 1941, JONES [9], introduisit pour la première fois une méthode matricielle pour décrire le comportement d'une lumière polarisée traversant des éléments optiques. Chaque opérateur de polarisation est décrit par une matrice de dimension  $2 \times 2$ , dans l'espace vectoriel associé au champ électrique. Si le formalisme de Jones constitue, de par sa simplicité, un formidable outil pour décrire théoriquement les phénomènes polarimétriques, il présente toutefois deux inconvénients majeurs : il ne traite que le cas des ondes totalement polarisées et les paramètres utilisés sont associés à des grandeurs complexes donc non mesurables directement. Comme on s'intéresse uniquement à des ondes polarisées, alors le formalisme de Jones est très adapté à notre étude.

Le vecteur champ électrique d'une onde électromagnétique plane et monochromatique (ou quasi-monochromatique) peut être décomposé en trois composantes orthogonales dans le système de coordonnées cartésiennes. Dans le cas général, le vecteur champ électrique  $\vec{E}$  s'écrit sous la forme :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_x(x, y, z, t)\vec{x} + E_y(x, y, z, t)\vec{y} + E_z(x, y, z, t)\vec{z} \quad (2.3)$$

Où  $\vec{x}$ ,  $\vec{y}$  et  $\vec{z}$  sont les vecteurs unitaires du système d'axes de référence.

Pour une onde plane quasi-monochromatique :

$$E_i(x, y, z, t) = E_{0i} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_i) \quad (2.4)$$

Où  $\vec{k} \cdot \vec{r} = k_x x + k_y y + k_z z$  et  $i = x, y$  ou  $z$

et  $\varphi_i$  est un terme de phase, tandis que  $E_{0i}$  est un terme d'amplitude (positif).

Si on choisit l'axe des  $z$  comme direction de propagation, le vecteur d'onde  $\vec{k}$  et le vecteur  $\vec{E}$  étant orthogonaux ( $k_x = k_y = 0$ ). Dans un milieu isotrope, le champ électrique est transverse ( $E_z = 0$ ). On obtient alors le système simplifié suivant :

$$E_x(z, t) = E_{0x} \cos(\omega t - kz + \varphi_x) \quad (2.5)$$

$$E_y(z, t) = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \varphi_y) \quad (2.6)$$

$$E_z(t) = 0 \quad (2.7)$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda} n$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde (dans le vide) et  $n$  est l'indice de réfraction vu par

l'onde dans la direction de propagation.

Par souci d'allègement de l'écriture, la dépendance temporelle sera sous-entendue et on écrira

$$E_i(t) = E_i$$

En combinant les deux expressions (2.5) et (2.6), et en éliminant la variable temporelle, on peut montrer que l'extrémité du vecteur champ électrique décrit une ellipse dont l'équation est la suivante :

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos(\varphi) = \sin^2(\varphi) \quad (2.8)$$

avec  $\varphi = \varphi_x - \varphi_y$

L'état de polarisation est entièrement défini si on connaît l'ensemble des paramètres de l'ellipse (voir Figure 2.15), c'est à dire son ellipticité  $\varepsilon$ , son azimut  $\theta$ , la différence de phase  $\varphi$  et son sens de rotation (qui dépend directement du signe de  $\sin(\varphi)$ ).

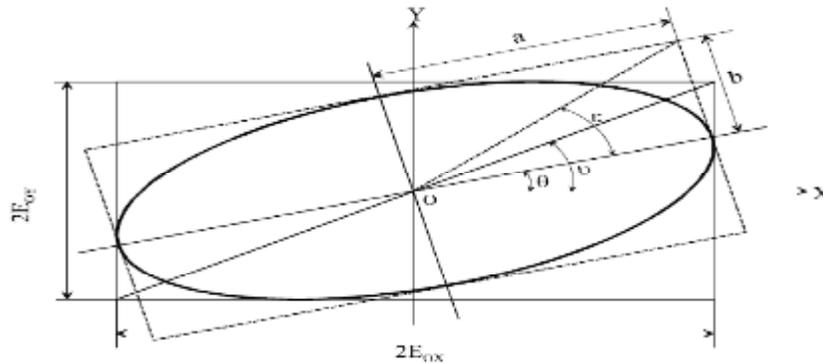


Figure 2.15 : Ellipse de polarisation

Ainsi, lorsque  $\varphi = 0$  ou  $\varphi = \pi$  (modulo  $2\pi$ ), nous sommes en présence d'une onde polarisée rectilignement; lorsque  $\varphi = \pi/2$  ou  $\varphi = 3\pi/2$  et  $E_{ox} = E_{oy}$ , l'ellipse devient un cercle, et la polarisation est dite circulaire. La figure 2.16 illustre différents états de polarisation.

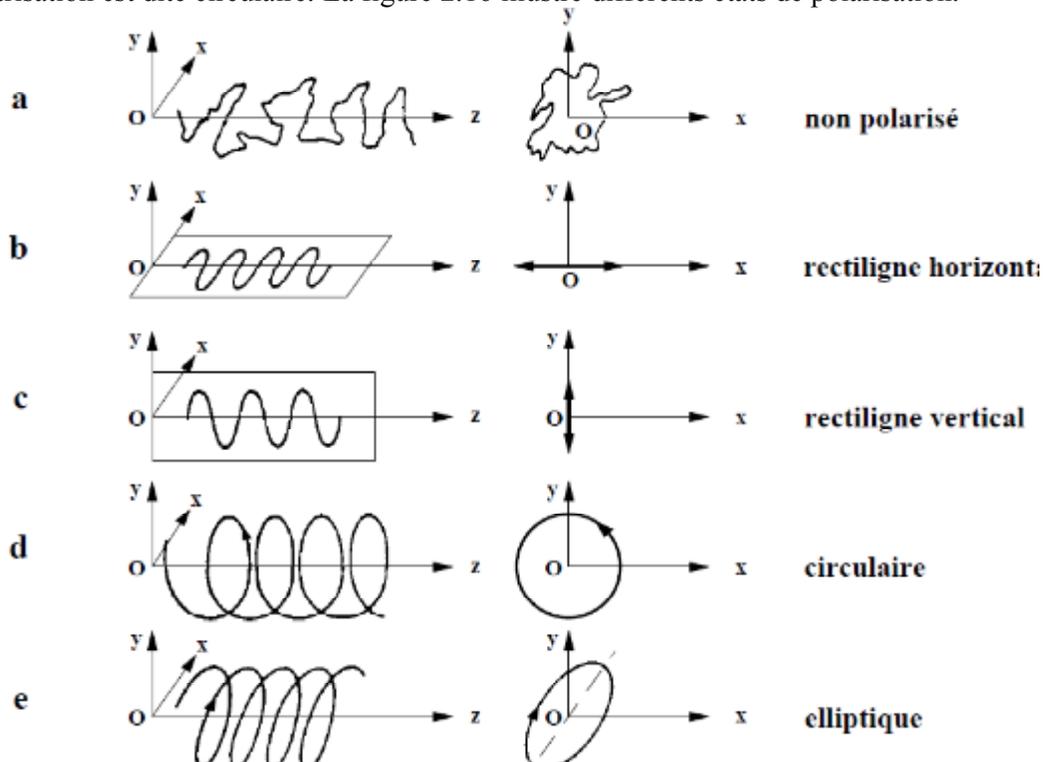


Figure 2.16 : Différents états de polarisation

Les différents paramètres de l'ellipse sont liés aux paramètres de l'onde par une série de relations ci-dessous.

$$a^2 + b^2 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \quad (2.9)$$

$$\pm ab = E_{0x} E_{0y} \sin(\varphi) \quad (2.10)$$

$$(E_{0x}^2 - E_{0y}^2) \tan(2\theta) = 2E_{0x} E_{0y} \cos(\varphi) \quad (2.11)$$

$$\frac{E_{0y}}{E_{0x}} = \tan(\nu) \quad (2.12)$$

$$\frac{b}{a} = \tan(\varepsilon) \quad (2.13)$$

Et

$$\frac{2E_{0x} E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} = \tan(2\nu) \quad (2.14a)$$

$$\frac{2E_{0x} E_{0y}}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} = \sin(2\nu) \quad (2.14b)$$

Ou encore

$$\tan(2\theta) = \tan(2\nu) \cos(\varphi) \quad (2.15)$$

$$\cos(2\varepsilon) \cos(2\theta) = \cos(2\nu) \quad (2.16)$$

$$\cos(2\varepsilon) \sin(2\theta) = \cos(2\nu) \tan(2\theta) = \sin(2\nu) \cos(\varphi) \quad (2.17)$$

$$\pm \sin(2\varepsilon) = \sin(2\nu) \sin(\varphi) \quad (2.18)$$

$$\pm \tan(2\varepsilon) = \sin(2\theta) \tan(\varphi) \quad (2.19)$$

## 2.4.2 Représentation de la polarisation à partir du formalisme de Jones

### 2.4.2.1 Vecteur de Jones

La nature vectorielle de l'état de polarisation de la lumière suggère d'utiliser une représentation vectorielle de ce dernier. Dans la fameuse série d'articles parus en 1941, R.C. JONES [9] introduit donc une approche matricielle dans la résolution des problèmes relatifs à la polarisation de la lumière. Il propose ainsi de décrire l'état de polarisation d'une onde quasi-monochromatique plane se propageant dans la direction des z croissants par un vecteur colonne complexe  $\vec{J}$  appelé vecteur de Jones tel que :

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} e^{j\varphi_x} \\ E_{0y} e^{j\varphi_y} \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

Cette représentation complexe ne doit pas cacher que seules les quantités réelles sont observables (mais pas forcément directement mesurables). Par exemple, la composante suivant l'axe Ox du champ  $\vec{E}$  s'exprime par :

$$E_x(t) = \text{Re} \left[ E_x e^{j\omega t} \right] = \text{Re} \left[ E_{0x} e^{j(\omega t + \varphi_x)} \right] \quad (2.21)$$

Le vecteur de Jones représente l'état de polarisation général d'une onde plane quasi-monochromatique, à savoir l'état de polarisation elliptique. Il n'y a pas de vecteur de Jones

pour la lumière naturelle (supposée totalement dépolarisée) et la lumière partiellement polarisée.

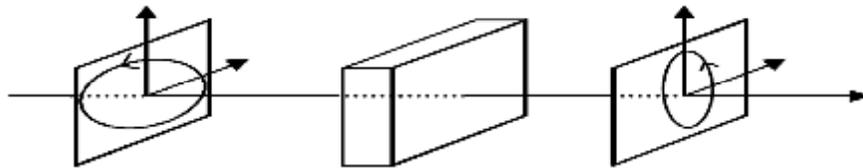
Le flux de l'onde peut s'obtenir en additionnant les carrés des amplitudes le long des deux directions orthogonales :

$$I = E_x^2 + E_y^2 \tag{2.22}$$

ou encore  $I = E^T E$  où  $E^T$  est la matrice adjointe de  $E$  (complexe conjugué puis transposé).  
L'onde est dite normée si le flux est égal à l'unité :  $E^T E = 1$ .

### 2.4.2.2 Matrice de Jones

Le formalisme de Jones permet également de décrire de façon matricielle et déterministe la transformation linéaire subie par une onde polarisée interagissant avec un système optique.



Plan d'onde et polarisation Opérateur de polarisation Plan d'onde et polarisation d'entrée de sortie

Figure 2.17 : Modification de l'état de polarisation

Le vecteur de Jones incident  $\vec{J}_e$  se transforme en vecteur émergent  $\vec{J}_s$  par l'intermédiaire d'une matrice complexe  $2 \times 2$  :  $[T]$  appelée logiquement la matrice de Jones :

$$\vec{J}_s = [T] \vec{J}_e \tag{2.23}$$

Dans le cas général, la matrice de Jones comprend 7 coefficients indépendants. Le huitième coefficient de cette matrice complexe est la phase absolue  $\varphi$ , rattachée à l'aspect cohérent de la lumière, qui n'est pas pris en compte. Ce formalisme est tout à fait approprié pour décrire un système optique complexe composé de  $n$  éléments en série, la réponse globale étant obtenue par multiplication matricielle des matrices de Jones des  $n$  sous systèmes

$$\vec{J}_s = [T_n][T_{n-1}] \dots [T_2][T_1] \vec{J}_e \tag{2.24}$$

On remarque que la première matrice du produit des  $[T_n]$  est la matrice de transfert du dernier élément traversé.

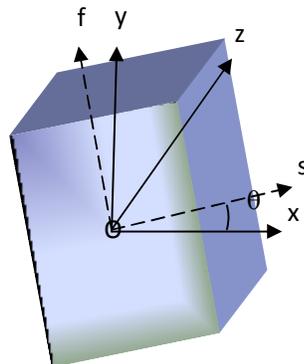


Figure 2.18 : lame biréfringente placée perpendiculairement à l'axe de propagation Oz. Les axes lent et rapide de lame font l'angle  $\theta$  avec les axes Ox et Oy du repère du laboratoire

Habituellement, on normalise le vecteur à 1. Ceci empêche de traiter les problèmes d'absorption, mais simplifie souvent l'analyse par ailleurs. Une autre convention est de faire en sorte que le premier coefficient du vecteur soit un nombre réel. Ceci peut empêcher la prise en compte d'une différence de phase, et donc le calcul d'interférences entre plusieurs ondes

Le tableau suivant donne des exemples de vecteurs de Jones normés :

Polarisation	Vecteur de Jones correspondant
Rectiligne selon l'axe x	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
Rectiligne selon l'axe y	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
Rectiligne selon un axe à $45^\circ$ 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	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$

Le tableau suivant donne des exemples de matrices de Jones :

Système optique	Matrice de Jones correspondante
Polariseur avec axe horizontal	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$
Polariseur avec axe vertical	$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Polariseur avec axe incliné à $\pm 45^\circ$	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{pmatrix}$
Polariseur incliné d'un angle $\varphi$	$\begin{pmatrix} \cos^2\varphi & \cos\varphi\sin\varphi \\ \sin\varphi\cos\varphi & \sin^2\varphi \end{pmatrix}$
Polariseur circulaire gauche	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix}$
Polariseur circulaire droit	$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix}$
Lame demi-onde avec l'axe rapide horizontal	$\begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$
Lame quart d'onde avec axe rapide horizontal	$e^{i\pi/4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$

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

$$M(\theta) = R(\theta)M_0R(-\theta)$$

$R(\theta)$  est la matrice de rotation ou matrice de changement de l'axe entre le repère du laboratoire et le repère du polariseur :

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

d'où l'expression de  $M(\theta) = \begin{pmatrix} \cos^2\theta & \sin\theta.\cos\theta \\ \sin\theta.\cos\theta & \sin^2\theta \end{pmatrix}$

### 2.4.2.3 Cas d'une lame biréfringente entre polariseur/analyseur

L'étude de la propagation de la lumière à travers une lame, placée entre polariseur/analyseur est indispensable pour analyser les filtres biréfringents [7]. Elle montre que l'intensité lumineuse transmise est fonction du déphasage entre les deux vibrations lumineuses. Elle évolue entre deux extremums. On parle alors d'interférences en lumière polarisée.

Si les axes propres d'une lame à retard d'épaisseur  $e$  sont orientés selon un angle  $\theta=45^\circ$  par rapport à la polarisation incidente et si les polariseur/analyseur sont parallèles, alors les règles classiques d'interférences montrent que dans ce cas l'intensité lumineuse transmise par le système dans la direction normale à la lame est donnée par [7] :

$$I_{\parallel} = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi\delta}{\lambda}\right) \quad (2.25)$$

où  $\delta = n.e$  est la différence de marche optique introduite par la lame ayant une biréfringence  $n$ ,  $I_0$  étant une constante. Si on tourne l'analyseur de  $90^\circ$ , l'intensité transmise dans ce cas est donnée par [7] :

$$I_{\perp} = I_0 \sin^2\left(\frac{\pi\delta}{\lambda}\right) \quad (2.26)$$

## 2.5 Filtres biréfringents :

### 2.5.1 Paramètres et Caractéristique:

Le rôle du filtrage est de séparer les différentes longueurs d'ondes en laissant passer certaines tout en atténuant les autres. Une caractéristique essentielle d'un filtre, pas seulement optique, est sa fonction de transmission (ou transmittance), qui donne en fonction de la fréquence, ou de la longueur d'onde, le rapport de la puissance de sortie à la puissance d'entrée. Quelques paramètres importants [10] :

- **La bande passante à mi-hauteur (FWHM, Full WidthatHalf Maximum):** est définie comme une zone de fréquence telle que tout signal appartenant à cet intervalle ne peut subir, au plus, qu'un affaiblissement déterminé par rapport à un niveau de référence [11]. La bande passante est généralement définie pour une atténuation en puissance de moitié qui correspond à -3dB (voir figure 2.19) [11] .

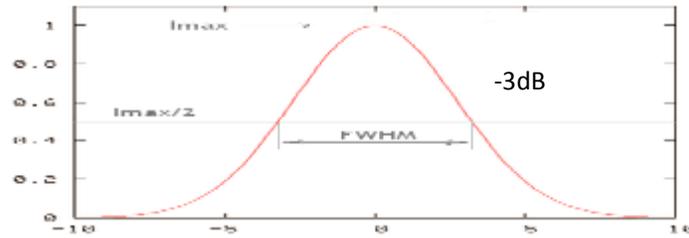


Figure 2.19 : bande passante à -3dB

- **La fréquence (ou longueur d'onde) centrale**, ou fréquence (ou longueur d'onde) d'accord  $f_c$  ou  $\lambda_c$ . C'est la fréquence (ou longueur d'onde) pour laquelle le gain est maximal [5].
- **L'Intervalle Spectrale Libre (ISL)** : le mécanisme sélectif de longueur d'onde d'un filtre optique est typiquement basé soit sur l'interférence ou la diffraction. Les caractéristiques de sélection de base d'un filtre sont illustrées suivant la figure ci-dessous :

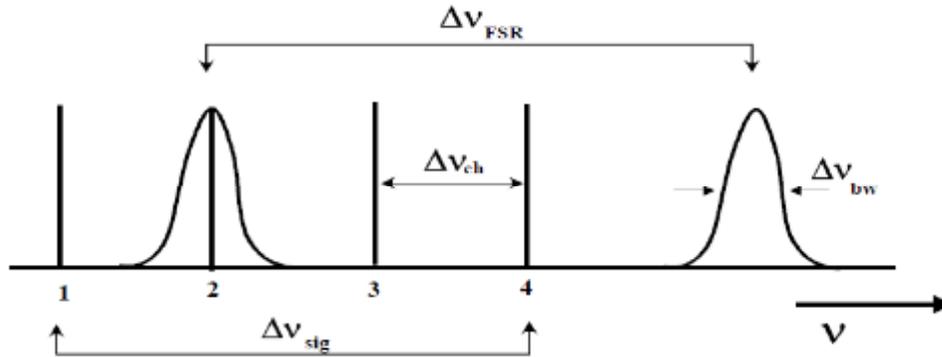


Figure 2.20 : caractéristiques de sélection de base d'un filtre

L'Intervalle spectral libre d'un filtre optique, ISL ou  $\nu_{FSR}$  ou la bande  $f$  ou  $\lambda$ , est usuellement défini comme la bande de fréquence (ou de longueur d'onde) sur laquelle l'écart avec le gain maximal reste inférieur à 3dB. Il doit être assez étroit pour transmettre une seule fréquence en isolant les autres fréquences voisines. Pour cela, l'espace  $\nu_{ch}$  entre les canaux doit être plus grand que la bande passante  $\nu_{bw}$  de chaque canal.

Donc,  $\nu_{FSR} > \nu_{ch} > \nu_{bw}$ .

Notons que la sélectivité est définie comme le rapport  $\frac{f_c}{f}$  ou  $\frac{\lambda_c}{\lambda}$  [5].

- **L'accordabilité** : lorsque la fréquence centrale peut être modifiée, le filtre est dit accordable, et la bande sur laquelle elle peut varier est la plage d'accordabilité caractérisée par un temps de réponse appelé encore temps de commutation ou temps d'accord (par exemple, un filtre d'une largeur de 1 nm, est accordable sur 100 nm avec un temps d'accord de 10  $\mu$ s ; par contre un filtre d'une l

**accordable sur 20 nm**, mais avec un temps d'accord de quelques nanosecondes) [5].

### 2.5.2 Filtres de LYOT :

Le premier filtre monochromatique biréfringent a été réalisé par LYOT en 1933. Il permettait d'isoler une région spectrale de 1 Angstrom seulement dans le vert, il est basé sur l'interférence de l'onde ordinaire et de l'onde extraordinaire à la sortie d'une lame biréfringente uniaxe ou spath. Un filtre de Lyot est constitué d'un ensemble de lames de même biréfringence  $n$ , séparées par des polariseurs linéaires, et de telle sorte que l'épaisseur de chaque lame soit le double de la précédente. Les axes (rapide F et lent S) des lames sont orientés à  $45^\circ$  de l'axe des polariseurs.

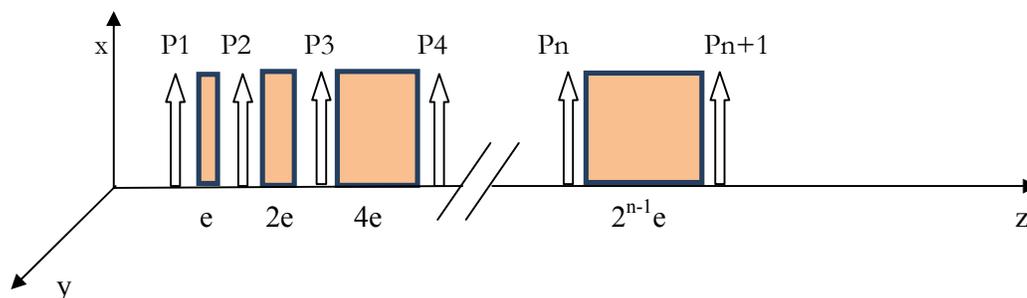


Figure 2.21 : Filtre de Lyot à n étages

Pour simplifier l'étude du filtre de Lyot, prenons d'abord le cas de celui constitué d'une seule lame biréfringente illustré sur la figure ci-dessous [12].

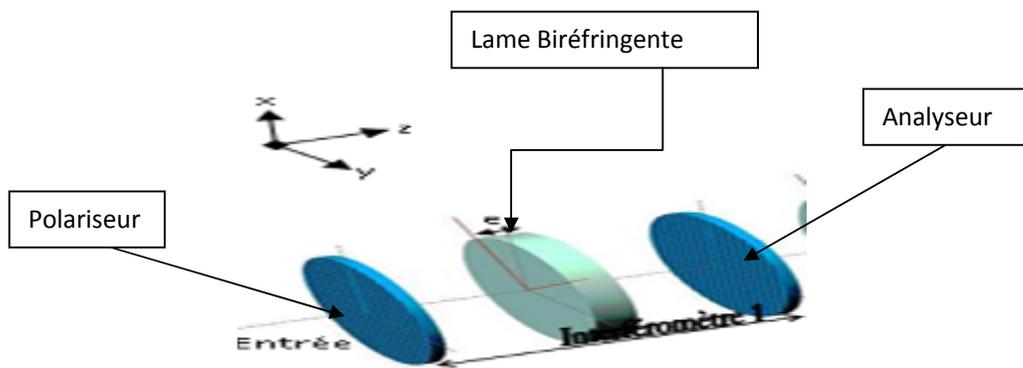


Figure 2.22 : Filtre de Lyot à un seul étage

Le rayon incident est normal au plan du polariseur, suivant la direction de l'axe Z. La lame biréfringente introduit un retard de phase entre la vibration sur l'axe F (rapide) et sur l'axe S (lent) égal à

$$= \frac{2\pi(n_o - n_e)e}{\lambda}$$

Nous avons vu qu'une lame biréfringente placée entre polariseurs parallèles et éclairée par une lumière de longueur d'onde  $\lambda$ , transmet une intensité lumineuse dont l'expression s'écrit [7] :

$$I = I_0 \cos^2(\delta/2) \text{ où } \delta = (2\pi/\lambda)\Delta ne \quad (2.27)$$

Le principe du filtre de Lyot est simple à mettre en évidence. Il s'agit d'utiliser une cascade d'interféromètres à deux ondes, d'épaisseurs convenables, pour la transmission d'une longueur d'onde particulière. Un filtre sélectif en longueur d'onde peut, alors, être réalisé. Sur la figure 2.23, nous avons représenté la fonction de transmission du filtre de Lyot à 5 étages. Elle est obtenue en multipliant les réponses de cinq interféromètres placés en cascade. La fonction de transmission de chacun des interféromètres doit alors posséder un

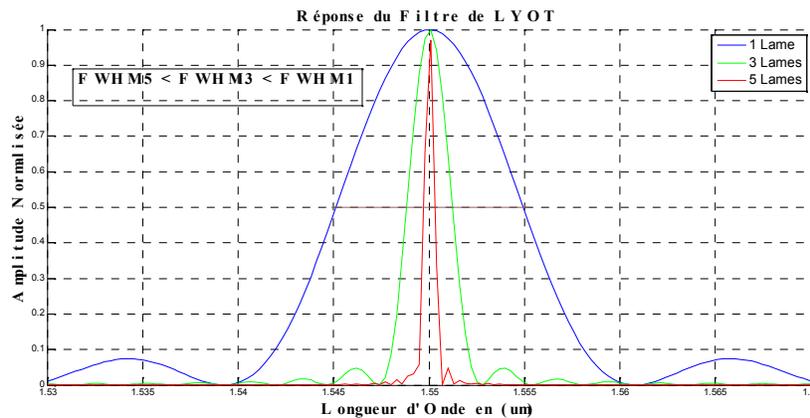


Figure 2.23 : Composition de la réponse du filtre de Lyot 1-3-5 étages

maximum autour d'une même longueur d'onde (Cf.  $\lambda_0$  sur la figure 2.23). Ceci est rendu possible lorsque les lames biréfringentes ont des épaisseurs respectives égales à  $e$ ,  $2e$ ,  $4e, \dots, 2^{n-1}e$ , où  $e$  représente l'épaisseur de la lame la plus mince.

Le formalisme de Jones est l'outil le plus adapté pour l'analyse de ce genre de structures [7,13]. En effet si  $M^{(k)}$  est la matrice de Jones de la lame d'ordre  $k$  et  $P$  celle d'un des polariseurs, la matrice de Jones d'un empilement de  $N$  étages s'exprime, alors, par :

$$M = P.M^{(N)}.P.....P.M^{(2)}.P.M^{(1)}.P = \prod_{K=1}^N P.M^{(k)}.P \quad (2.1)$$

$$\text{Avec } M^{(k)} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\phi_k}{2} & j. \sin \frac{\phi_k}{2} \\ j. \sin \frac{\phi_k}{2} & \cos \frac{\phi_k}{2} \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

$$\text{et } \phi_k = 2\pi\delta n.e.2^{k-1} / \lambda \quad (2.29)$$

$\phi_k$  : déphasage introduit par la lame d'ordre  $k$

L'intensité transmise, pour une structure de Lyot, s'exprime alors par [7]

$$I_t = \frac{I_0}{2} \left[ \frac{1}{2^N} \cdot \frac{\sin(2^N \frac{\phi}{2})}{\sin(\frac{\phi}{2})} \right]^2 \quad (2.30)$$

$\phi$  étant le déphasage introduit par la première lame (*la plus mince*)

On remarque que l'intensité est maximale pour  $\Delta = \delta n.e = k.\lambda$ . ( $k$  est un entier). Ainsi les lames biréfringentes devant constituer le filtre doivent être des lames **ondes** (*leur épaisseur optique  $\Delta = \delta n.e$  doit être multiple de  $\lambda$* ). Et bien sûr, les lames ne sont des lames ondes que pour une seule longueur d'onde (ou un nombre discret de longueurs d'onde). Lorsqu'on s'éloigne de cette longueur d'onde, la transmission “ chute ” et l'effet du filtrage spectral apparaît.

Le filtre est caractérisé par des paramètres tels que la finesse, l'intervalle spectral libre (free spectral range, FSR), la bande passante à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum, FWHM) et le contraste qui exprime le niveau des lobes secondaires par rapport au niveau du lobe principal. Le FSR qui est par définition l'espacement en longueur d'onde entre deux pics successifs, s'exprime, dans le cas d'un milieu non, ou très peu, dispersif, par la relation [14]

$$FSR = \frac{\lambda^2}{\delta n.e} \quad (2.31)$$

Alors que la finesse

$$F = \frac{FSR}{FWHM} \quad (2.32)$$

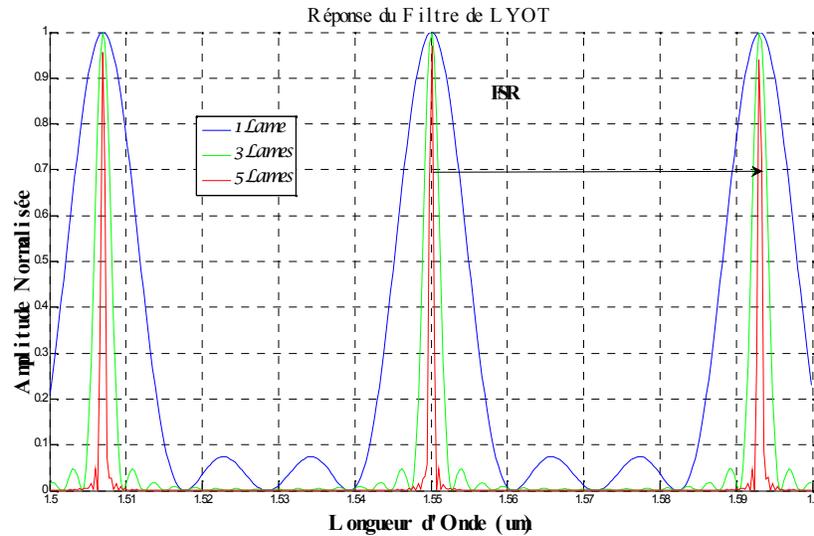


Figure : 2.24 Réponse du filtre de LYOT

Nous constatons d'après la figure 2.24 que les paramètres caractéristiques du filtre sont fonction du nombre d'étages. En effet si le nombre d'étages augmente, le spectre des lames placées entre polariseurs parallèles est donné par le produit des facteurs de transmission de chacune des lames, conformément à l'équation (2.53), et par conséquent la bande passante devient de plus en plus petite alors que la finesse augmente. D'autre part, le niveau des lobes secondaires devient de plus en plus faible, donc le contraste augmente et le taux de rejection est meilleur. Par conséquent, on élimine, ou du moins on réduit, les perturbations induites par les canaux adjacents.

### 2.5.3 Filtre de SOLC :

Mis en œuvre par Ivan Šolc en 1953, le filtre, qui porte son nom, est constitué d'un empilement de lames biréfringentes, toutes de même épaisseur. L'ensemble est placé entre polariseur/analyseur parallèles ou croisés selon les configurations proposées [7,13]. Son principal avantage est son minimum de pertes d'insertion puisqu'il n'utilise que deux polariseurs car chaque polariseur ajouté introduit des pertes supplémentaires.

Selon les orientations des lames, deux arrangements sont possibles. Ils sont appelés respectivement le filtre en éventail (*fan*) et le filtre alterné (*folded*). Chaque étage de ce dernier est constitué de deux lames orientées respectivement suivant les angles  $(+\theta)$  et  $(-\theta)$ . Le nombre total  $N$  de lames est, alors, pair. Tandis que, dans l'arrangement en éventail, les lames sont orientées respectivement suivant  $\theta, 3\theta, 5\theta, \dots, (2N-1)\theta$  par rapport à l'axe du polariseur.

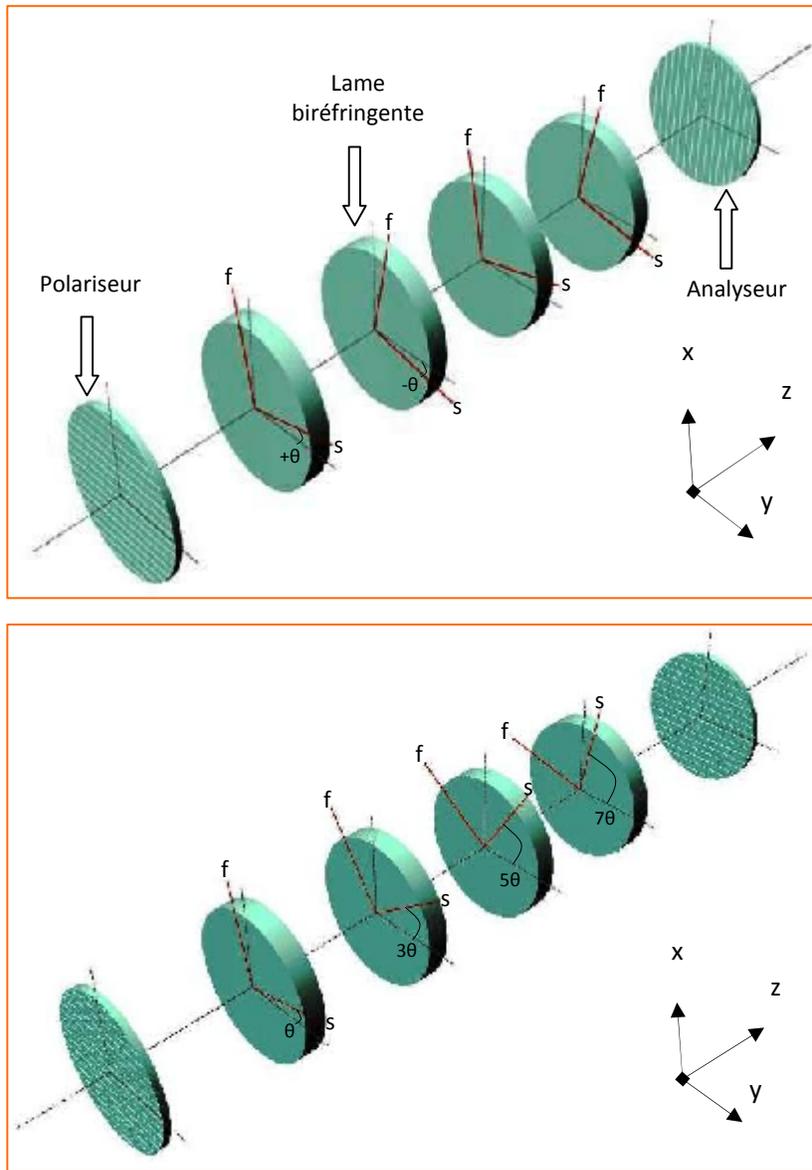


Figure 2.25 : Filtre de Šolc alterné (haut) et en éventail (bas) constitué de N lames (N = 4).

En utilisant le formalisme de Jones et en reprenant la même démarche que celle utilisée dans le cas du filtre de LYOT, l'intensité transmise s'écrit [7]. :

$$I_t = \frac{I_0}{2} [\tan(2\alpha) \cos(x) \frac{\sin(nx)}{\sin(x)}] \tag{2.33}$$

Avec

$\cos(\chi) = \cos(2\alpha) \cos(\varphi/2)$  pour le filtre de SOLC à n lames d'azimut en progression arithmétique

$\cos(\chi) = \cos(2\alpha) \sin(\varphi/2)$  pour le filtre de SOLC à n lames d'azimut alterné

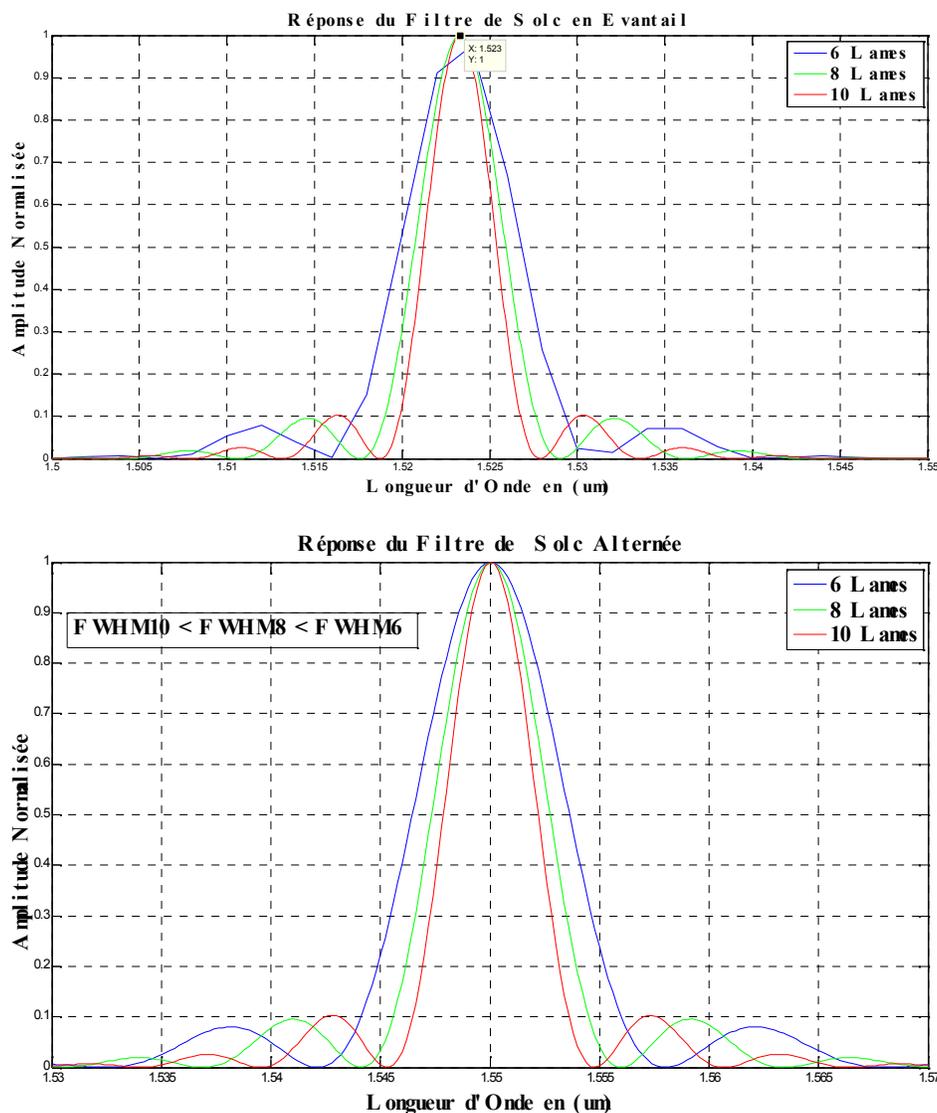


Figure 2.26 : Réponse du Filtre de Solc a-Eventail b- Alterné

Ces expressions montrent que les transmissions des deux filtres, qui sont très analogues à celle du Lyot, sont décalées d'une demi-période, ce qui montre dans les figures ci-dessus. En d'autres termes, la transmission maximum du filtre en éventail est obtenue quand toutes les lames sont des **lames ondes** alors que pour le filtre alterné cela se produit quand les lames sont **demi-ondes** (*épaisseur optique  $\Delta = \delta n \cdot e$  doit être multiple impaire de  $\lambda/2$* ). L'angle  $\theta$  vaut  $\theta = \frac{45^\circ}{N}$  pour les deux configurations. La figure 2.14 illustre la fonction de transmission mesurée d'un filtre de Solc alterné à 6, 8 et 10 étages où chaque étage est constitué d'une lame biréfringente en quartz de biréfringence  $\delta n = 88 \times 10^{-4}$  à la longueur d'onde  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , et d'épaisseur géométrique  $e = 5020 \mu\text{m}$ , orientée suivant un angle  $\theta = 45^\circ/(6, 8, 10)$  par rapport à l'axe du polariseur d'entrée.

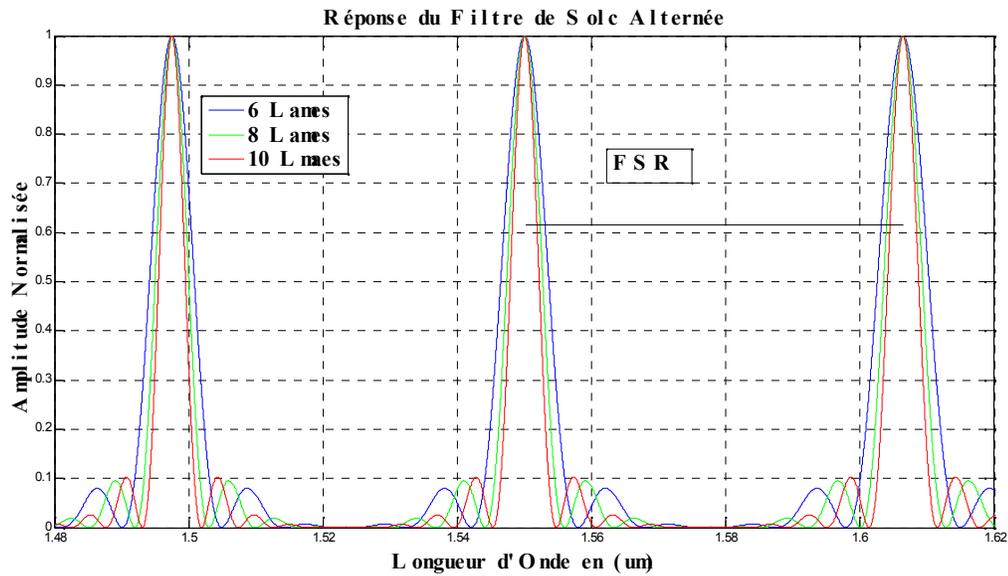


Figure 2.27 : Réponse du Filtre de Solc (FSR)

Les résultats de simulation sous MATLAB montrent que le FSR ne dépend pas du nombre de lames ainsi que le niveau des lobes secondaires est plus élevé dans le cas du filtre de *Solc* que dans celui du *Lyot* et qu'avec l'augmentation du nombre d'étage dans le filtre de *Solc*, la bande passante diminue mais le niveau des lobes secondaires augmente, ce qui par conséquent réduit le contraste de la fonction de filtrage. Donc l'ajout d'un étage dans une structure *Solc* n'assure pas forcément l'obtention d'un meilleur filtre si on prend le contraste comme seul critère.

### 2.6 Réponse impulsionnelle d'une série de lames biréfringentes :

L'idée centrale est basée sur la considération de la réponse impulsionnelle d'un système à lames biréfringentes. Pour illustrer cette idée, on considère en premier lieu le cas simple de la réponse impulsionnelle d'une seule lame :

Une vibration lumineuse (impulsion optique) polarisée linéairement arrive sous incidence normale sur une lame. Elle se trouve divisée en deux impulsions ordinaire et extraordinaire polarisées orthogonalement et dont les amplitudes dépendent de l'orientation de la polarisation de l'impulsion incidente par rapport aux axes propres de la lame. Ces deux impulsions se propagent à des vitesses différentes et émergentes donc décalées dans le temps l'une par rapport l'autre. Le décalage temporel, ou retard, résultant est donné par [12]

$$\Delta t = t_s - t_f = \frac{\delta n \cdot e}{c} \quad (2-34)$$

où  $\delta n$  représente la biréfringence de la lame anisotrope traversée,  $e$  son épaisseur et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. Ce décalage est supposé constant et indé-

fréquence (ce qui n'est pas vrai en réalité). Donc les effets de dispersion de  $\delta n$  seront ignorés et l'expérience, au travers de la littérature, reconforte relativement bien ce choix.

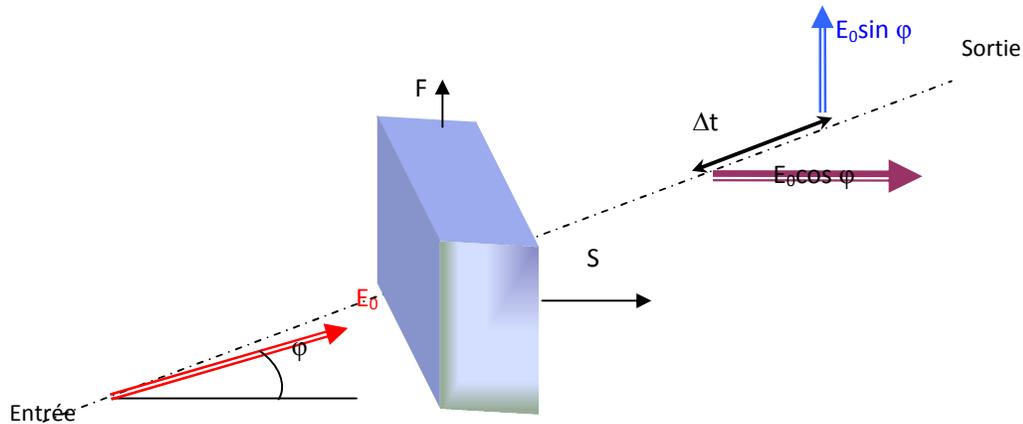


Figure 2. 28 : Réponse impulsionnelle d'un système à une seule lame.

Ainsi la réponse impulsionnelle d'un système constitué d'une seule lame biréfringente (figure 2.28) est formée de deux impulsions à polarisations rectilignes orthogonales dont les amplitudes dépendent de l'angle  $\varphi$ , angle entre l'un des axes propres de la lame (*axe lent*, par exemple) et la polarisation incidente. Dans le cas particulier où  $\varphi$  vaut  $45^\circ$ , on aura deux impulsions d'égales amplitudes aux instants  $t_F$  et  $t_S$ .

**Cas Général :**

Considérons maintenant le cas général de la mise en cascade de plusieurs lames, d'épaisseurs et d'orientations arbitraires.

On s'intéresse juste aux décalages temporels des différentes impulsions et non à leurs états de polarisation (figure 2.29 et 2.30).

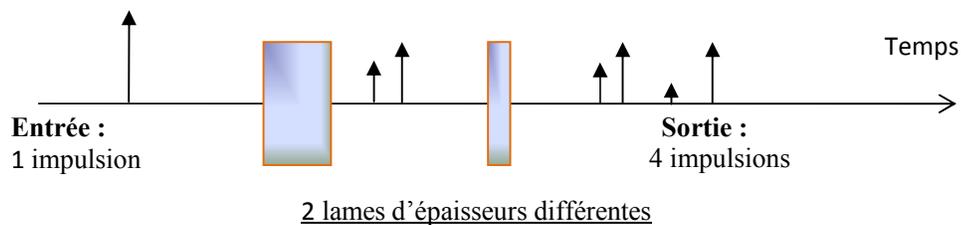


Figure 2. 29 : Réponse impulsionnelle d'un système à deux

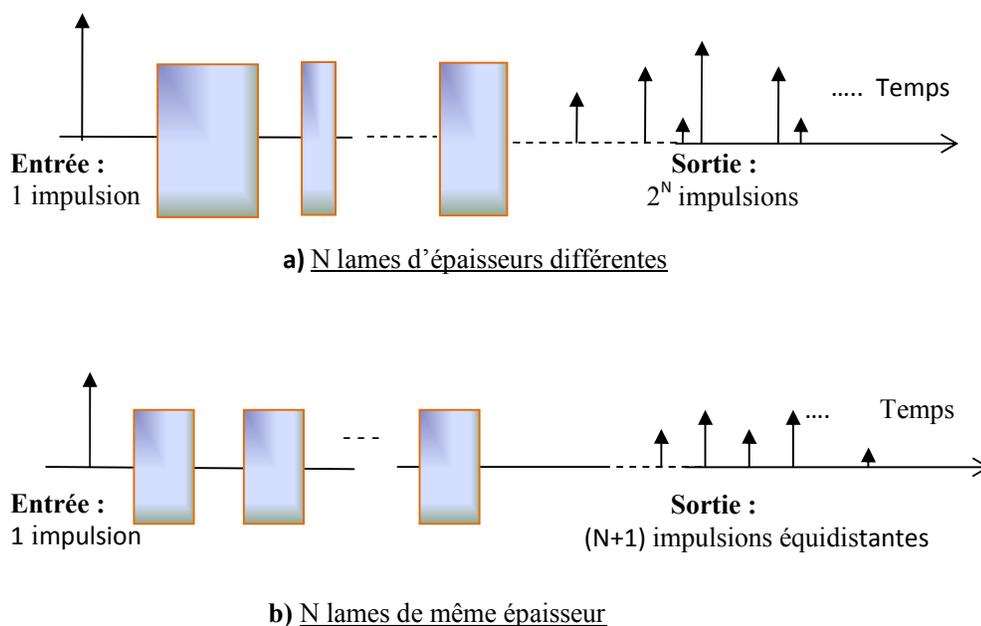


Figure 2. 30 : Réponse impulsionnelle d'un système à plusieurs lames

Pour un système à deux lames (figure 2.29), la sortie de la première lame est constituée de deux impulsions. Chacune d'elles constitue une impulsion incidente pour la deuxième lame et produit à son tour deux nouvelles impulsions. Ainsi la réponse impulsionnelle de ce système sera constituée de quatre impulsions, deux seront polarisées suivant l'axe *rapide* de la deuxième lame et les deux autres selon son axe *lent*. Avec un nombre plus important de lames, ce processus continuera et donnera, ainsi, pour  $n$  lames biréfringentes d'épaisseurs et d'orientations différentes, un ensemble de  $2^n$  impulsions (figure 2.30-a). Leurs amplitudes et leurs polarisations dépendront des angles d'orientations des lames tandis que leur temps relatifs d'émergence sera fonction à la fois de la biréfringence et des épaisseurs des lames utilisées.

Ainsi, on montre bien que la réponse impulsionnelle d'une cascade de lames biréfringentes est un train d'impulsions de durée finie. Dans le cas où l'ensemble des  $n$  lames utilisées sont identiques (même matériau et même dimension), la sortie sera seulement  $(n+1)$  impulsions au lieu de  $2^n$ . En plus, les impulsions émergentes seront équidistantes (uniformément espacées dans le temps – figure 2.30-b).

Afin d'illustrer un nombre réduit d'impulsions émergentes dans ce cas particulier, on prend le cas simple de deux lames identiques d'orientations quelconques:

L'impulsion traversant l'axe rapide de la première lame et l'axe lent de la deuxième émerge exactement au même temps que celle traversant l'axe lent de la première lame et l'axe rapide de la deuxième. Ces deux impulsions vont se combiner à la sortie où la réponse sera donc composée de trois impulsions au lieu de quatre.

Donc, l'idée est d'utiliser les angles d'orientations des différentes lames afin de contrôler les amplitudes des  $(n+1)$  impulsions de sortie. La première étape sera donc de spécifier les amplitudes des impulsions en sortie de la structure (après l'analyseur).

## 2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les phénomènes physiques clés qui régissent la technique de filtrage optique et nous avons décrit le modèle mathématique et physique pour les éléments biréfringents constituant le filtre. Le cas des cristaux liquides a été aussi étudié. Ensuite, nous avons analysé les deux configurations de base de cette famille de filtres, à savoir la configuration de *Lyot* et celle de *Šolc*. Nous avons constaté alors qu'avec les deux arrangements du filtre de *Šolc*, la réponse spectrale est de forme très particulière. Cependant, grâce à une approche dans le domaine temporel il est possible, avec de telles structures, de réaliser des filtres à gabarits prédéfinis. En effet, la réponse impulsionnelle de tels filtres peut être contrôlée par l'orientation des angles des différents éléments de la structure. Ceci offre un degré de liberté supplémentaire pour la réalisation de filtres à fonction de transfert quelconque.

Le prochain chapitre sera consacré dans sa première partie à la synthèse d'un filtre d'amplitude biréfringent par la méthode de synthèse des filtre à Réponse Impulsionnelle Finie et dans sa deuxième partie à la synthèse d'un filtre biréfringents utilisé comme compensateur de dispersion.

## *Chapitre 3 : Synthèse d'un Filtre RIF et d'un Compensateur de Dispersion à base d'éléments Biréfringents*

---

### 3.1 Les Filtres d'Amplitudes

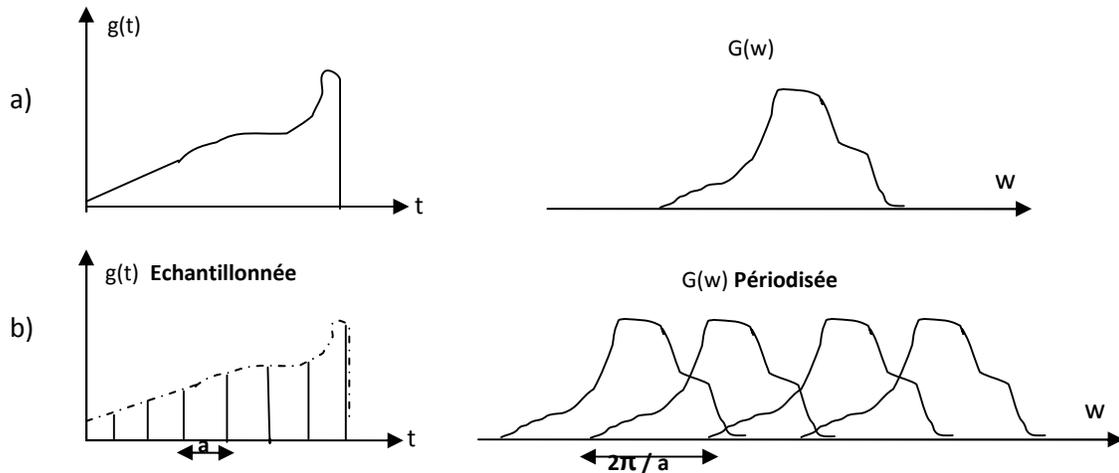
#### 3.1.1 Introduction

L'avènement du laser a permis de mettre en place divers types de systèmes optiques. Cela a produit le besoin d'avoir des filtres optiques dont les fonctions de transfert peuvent être arbitrairement choisies comme une fonction de fréquence. Dans les systèmes analogiques à radiofréquences, de tels filtres optiques pouvaient servir de compensateurs, d'égaliseurs, etc. L'importance particulière ici, est de réaliser des filtres optiques qui permettent d'obtenir n'importe quelle fonction de transmission.

#### 3.1.2 Spécification de la réponse désirée

Maintenant, voyons quels types de réponses nous pouvons réaliser et comment nous allons les déterminer. Une approche commode est de choisir d'abord une réponse idéale, puis la rapprocher par une approximation à un ordre nécessaire. Notons que la fonction de transfert en fréquence du réseau optique doit être périodique. Ceci peut être vérifié aisément de la théorie de Fourier ou de la théorie de l'échantillonnage.

Comme le montre la figure 3.1,  $g(t)$  la réponse impulsionnelle et  $G(w)$  la fonction de transfert du système sont supposées continues et non périodiques. Mais pour pouvoir utiliser cette réponse à notre filtre,  $g(t)$  la réponse impulsionnelle ne peut pas rester continue mais échantillonnée à un rythme de  $a$  échantillons par secondes, ce qui implique que la fonction de transfert  $G(w)$  du système sera périodique avec une période de  $2\pi/a$  (rad/sec). Ceci s'accorde à la structure de base d'un réseau composé d'un ensemble de lames biréfringentes, dont l'épaisseur est telle que le temps qui sépare deux impulsions successives ( $t_s - t_f$ ) de l'équation (2.34) soit égale à  $a$  secondes. Ce réseau aura une fonction de transfert périodique comme cela est montré sur la figure 3.1.



**Figure.3.1** la réponse impulsionnelle et la fonction de transfert correspondante d'un réseau dont la réponse impulsionnelle est  $g(t)$  dans (a), et  $g(t)$  échantillonnée dans (b).

### 3.2 La Transformation en Z :

Dans le cas des signaux analogiques, on dispose de transformées (transformée de Fourier ou transformée de Laplace) permettant d'étudier et de traiter les signaux dans des domaines plus aisés (respectivement plan fréquentiel ou domaine de Laplace). Dans le cas des signaux discrets, ces transformées sont très limitées, en particulier pour les signaux possédant une infinité d'échantillons.

Pour cela, une transformée des signaux discrets a été introduite: la transformée en z. Cette transformée en z, notée  $X(z)$ , d'un signal  $x(t)$  causal, échantillonné à la période  $T_e$ , s'exprime à l'aide de la variable complexe z selon la relation suivante:

$$X(z) = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} x(kT_e)z^{-k} = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} x_k z^{-k} \quad (3.1)$$

L'origine de cette transformée en z s'explique en considérant le calcul de la transformée de Laplace d'un signal échantillonné causal. Soit le signal causal  $x_e(t)$  échantillonné à la fréquence  $F_e$ , le signal échantillonné s'exprime par :

$$x_e(t) = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} x(kT_e).d(t - kT_e) \quad (3.2)$$

La transformée de Laplace  $X(p)$  de ce signal échantillonné causal  $x(t)$ , obtenue en remplaçant  $j\omega$  par  $p$  dans la transformée de Fourier, est :

$$X(p) = \sum_{k=0}^{+\infty} x_e(t) \cdot e^{-pt} dt = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} x(kT_e) \cdot d(t - kT_e) \cdot e^{-pt} dt$$

Étant donné les propriétés de  $d$ , il vient :

$$X(p) = \sum_{k=0}^{+\infty} x(kT_e) \cdot e^{-pkT_e}$$

En effectuant le changement de variables  $z = e^{pT_e}$ , nous retrouvons la transformée en  $z$  du signal  $x(t)$  définie par la relation 3.1

La propriété la plus importante de cette transformée est le retard temporel. Connaissant la transformée en  $z$ ,  $S(z)$  d'un signal  $s(t)$ , on cherche à obtenir la transformée en  $z$  du même signal  $s(t)$  retardé du temps  $mT_e$  :  $s(t - mT_e)$ . À partir de l'expression 3.1 il vient :

$$x(t - z) \rightarrow X(z) = \sum_{k=0}^{+\infty} x(kT_e) \cdot z^{-k} \tag{3.3}$$

**Et**

$$x(t - nT_e) \rightarrow \sum_{k=0}^{+\infty} x(kT_e - nT_e) \cdot z^{-k} \tag{3.4}$$

En posant  $k' = k - m$  et étant donné que le signal  $x(t)$  est causal, nous obtenons

$$x(t - mT_e) \rightarrow \sum_{k'=-m}^{+\infty} x(k'T_e) \cdot z^{-k'-m} = \left[ \sum_{k'=0}^{+\infty} x(k'T_e) \cdot z^{-k'} \right] \cdot z^{-m} = X(z) \cdot z^{-m}$$

➤ **Définition :**

Elle provient de la remarque faite lors de la première formulation de la transformée de Laplace d'un signal échantillonné

$$TL[x(t)] = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} x_k e^{-pkTs} \tag{3.5}$$

Pour retrouver une forme polynomiale d'une variable complexe, on effectue le changement de variable  $z = e^{pT_s}$ .

Nous retrouvons ainsi les expressions suivantes qui sont prises comme définition mathématique de la transformée en  $Z$ :

$$x(t - nT_e) \rightarrow \sum_{k=0}^{k=+\infty} x(kT_e - nT_e).z^{-k}$$

Transformée Bilatérale  $TL[x(t)] = X(z) = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} x_k z^{-k}$

Transformée Mono latérale  $TL[x(t)] = X(z) = \sum_{k=0}^{k=+\infty} x_k z^{-k}$

➤ **Convergence :**

La transformation en Z est une série infinie et cela implique que l'on se pose le problème de convergence de cette série et donc d'existence de la transformée en Z.

Résultat: la série n'existe que pour certaines valeurs de z pour lesquelles elle converge ce qui définit la région de convergence de la série. Cette région de convergence est un anneau.

### 3.3 Les Filtres RIF

On s'intéresse dans cette partie au RIF à phase linéaire car on va synthétiser un filtre optique d'amplitude qui affecte le niveau de puissance sans modifier la phase des composantes spectrales formant le signal.

Par ailleurs, pour synthétiser des filtres compensateurs de dispersion, ces derniers auront par définition une phase non linéaire. Ce type de dispositifs sera étudié dans le paragraphe 3.6

#### **Théorie des Filtres RIF à Phase Linéaire :**

➤ **Introduction**

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les notions fondamentales et les caractéristiques des filtres RIF à phase linéaire. Dans la conception des filtres, la classe des filtres à durée finie possède la propriété intéressante, telle que la stabilité. De plus, les filtres à R.I.F. peuvent être conçus de façon à ce que leur réponse en fréquence possède une phase exactement linéaire.

➤ **Caractéristique des filtres FIR à Phase Linéaire:**

Soit  $\{h(n)\}$  une séquence causale à durée finie définie sur l'intervalle  $0 \leq n \leq N-1$ . La transformée de Fourier de  $\{h(n)\}$  est :

$$H(e^{jw}) = \sum_{n=0}^{N-1} h(n)e^{-jnw} \quad (3.6)$$

Posons

$$H(e^{jw}) = \pm |H(e^{jw})| e^{-j\theta(w)} \quad (3.7)$$

Avec  $|H(e^{jw})|$  et  $\theta(w)$  respectivement l'amplitude et la phase de  $H(e^{jw})$ .

Pour qu'un filtre R.I.F. ait une phase exactement linéaire, il faut que la phase  $\theta(w)$  soit de la forme suivante :

$$\theta(w) = -\alpha.w \quad \text{Avec } -\pi < w < \pi \quad (3.8)$$

Où  $\alpha$  est un retard de groupe constant. Par égalité de (3.6) à (3.7) nous avons

$$H(e^{jw}) = \sum_{n=0}^{N-1} h(n)e^{-jnw} = \pm |H(e^{jw})| e^{-j\theta(w)} \quad (3.9)$$

Nous obtenons

$$P(f) = \sum_{k=0}^{r-1} \alpha(k) \text{soc}(2\pi kf)$$

$$\text{tg}(\alpha.w) = \frac{\sum_{n=0}^{N-1} h(n) \sin(wn)}{h(0) + \sum_{n=0}^{N-1} h(n) \cos(wn)} \quad (3.10)$$

Il existe deux solutions possibles :

$-\alpha = 0$  : Qui implique que  $h(0)$  est arbitraire et  $h(n) = 0$  pour  $n \neq 0$ , résultat peu utile.

$-\alpha \neq 0$  : Qui implique que l'équation (3.10) s'écrit

$$\sum_{n=0}^{N-1} h(n) \sin w(\alpha - n) = 0 \quad (3.11)$$

La solution de (3.11) si elle existe est unique et est de la forme

$$\alpha = (N-1)/2 \quad \text{et}$$

$$h(n) = h(N-1-n) \quad \text{Avec } 0 \leq n \leq N-1$$

Nous remarquons que pour chaque cas de  $N$ , il y a une seule valeur de retard de groupe

$\alpha = (N - 1) / 2$ , la réponse impulsionnelle doit être d'une symétrie spéciale.

- Si ' $N$ ' est impaire, ' $\alpha$ ' est entier, alors, le centre de symétrie de la réponse impulsionnelle du filtre à phase linéaire est l'échantillon du milieu (figure 3.2)

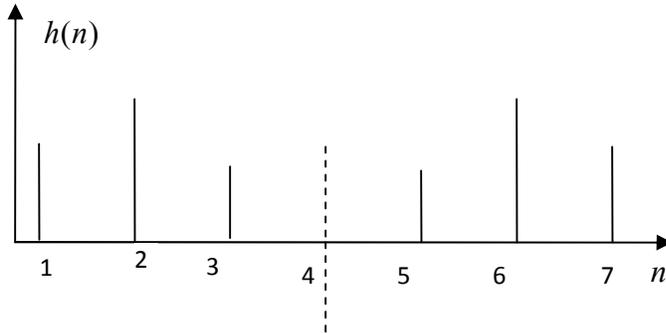


Figure. 3.2 cas 1 : réponse impulsionnelle symétrique et symétrie impaire

- Si ' $N$ ' est paire, alors, le centre de symétrie de la réponse impulsionnelle du filtre à phase linéaire est le milieu entre deux échantillons (figure 3.3).

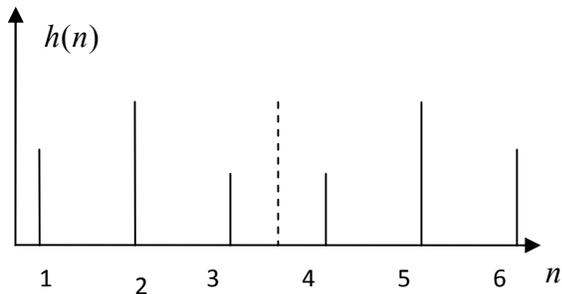


Figure 3.3 cas 2 : réponse impulsionnelle symétrique et symétrie paire

On dit qu'un filtre est à phase exactement linéaire, s'il possède un retard de groupe constant et un retard de phase constant. Si on désire seulement que le retard de groupe soit constant (comme c'est souvent le cas), alors le filtre à phase linéaire se définit comme suit

$$H(e^{j\omega}) = \pm |H(e^{j\omega})| e^{-j(\beta - \alpha\omega)} \quad (3.12)$$

Les seules nouvelles solutions pour  $\{h(n)\}$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  sont :

$$\alpha = (N - 1) / 2, \quad \beta = \pm \pi/2 \quad (3.13)$$

Et  $h(n) = -h(N-1-n)$  avec  $0 \leq n \leq N-1$

Les filtres solutions ont un retard de  $(N-1)/2$  échantillons avec des réponses impulsionnelles antisymétriques autour du centre de la séquence opposée à la réelle séquence à phase linéaire.

- Pour  $N$  impaire,  $h(N-1)/2$  doit être égale à 0. Le centre de symétrie de la réponse impulsionnelle du filtre à phase linéaire est l'échantillon du milieu égal à 0 (figure 3.4.).

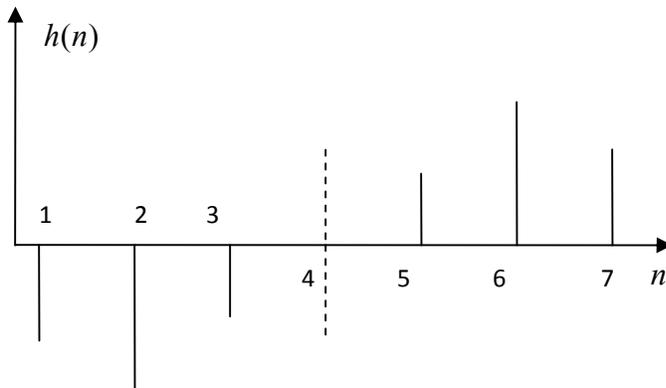


Figure 3.4 cas 3 : réponse impulsionnelle antisymétrique et symétrie impaire

- Pour  $N$  paire, le centre de symétrie de la réponse impulsionnelle du filtre à phase linéaire est le milieu entre deux échantillons (figure 3.5.).

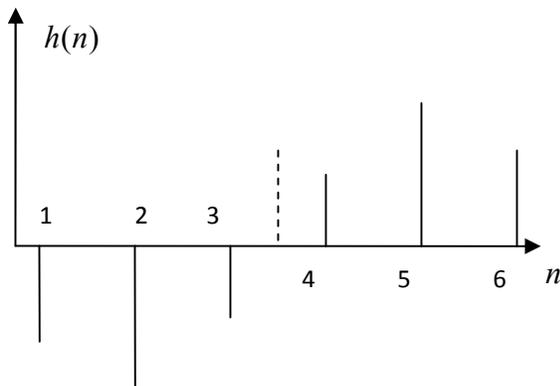


Figure 3.5 cas 4 : réponse impulsionnelle antisymétrique et symétrie paire

Dépendant de la valeur de  $N$  (paire ou impaire) et du type de la symétrie de la séquence à réponse impulsionnelle (symétrique ou antisymétrique), il existe quatre cas possibles des filtres RIF à phase linéaire [15].

➤ **Réponse en Fréquence des Filtres RIF à Phase Linéaire:**

Soit la réponse impulsionnelle représentée par l'équation (3.12), nous posons :

$$H^*(e^{jw}) = \pm |H(e^{jw})| e^{j(\beta - \alpha w)}, \alpha, \beta \text{ Sont définies suivant l'équation (3.13).}$$

$H(e^{jw})$  Peut être exprimée en termes de coefficients de la réponse impulsionnelle pour chacun des quatre cas du filtre à phase linéaire.

- cas 1 (réponse impulsionnelle symétrique et symétrie impaire) :

$$H(e^{jw}) = e^{-jw((N-1)/2)} \sum_{n=0}^{N-1} a(n) \cos(wn) \quad (3.14)$$

Avec  $a(0)=h((N-1)/2)$  et  $a(n)=2h((N-1)/2-n)$  pour  $n=1, \dots, (N-1)/2$

- cas 2 (réponse impulsionnelle symétrique et symétrie paire) :

$$H(e^{jw}) = e^{-jw((N-1)/2)} \sum_{n=0}^{N-1} b(n) \cos w(n-1/2) \quad (3.15)$$

Avec  $b(n)=2h(N/2-n)$  pour  $n=1, \dots, (N)/2$

À  $w = \pi$  nous avons  $H^*(e^{jw}) = 0$ , ce qui signifie que les filtres passe- haut ne peuvent pas être évalués avec ce type de filtre.

- cas 3 (réponse impulsionnelle antisymétrique et symétrie impaire) :

$$H(e^{jw}) = e^{-jw((N-1)/2)} e^{j\pi/2} \sum_{n=0}^{N-1} c(n) \sin wn \quad (3.16)$$

avec  $c(n)=2h((N-1)/2-n)$  pour  $n=1, \dots, (N-1)/2$

Ce filtre à phase linéaire possède une réponse en fréquence imaginaire.

- cas 4 (réponse impulsionnelle antisymétrique et symétrie paire) :

$$H(e^{jw}) = e^{-jw((N-1)/2)} e^{j\pi/2} \sum_{n=0}^{N-1} d(n) \sin w(n-1/2) \quad (3.17)$$

Avec  $d(n) = 2h(\frac{N}{2} - n)$  pour  $n=1, \dots, N/2$  [15]

Les figures 3.2, 3.3, 3.4, et 3.5 représentent la réponse impulsionnelle de chaque cas étudié pour les filtres RIF à phase linéaire. Le trait en pointillé représente l'axe de symétrie. La répartition des coefficients est relative au cas considéré. L'approche mathématique la plus utilisée jusqu'à présent dans le cas de coefficients à précision infinie est celle de Parks-McClellan (P.M.C.). Le

filtre de P.M.C. possède la meilleure approximation au sens de Chebyshev. Son fondement mathématique et ses propriétés sont développés dans le paragraphe suivant.

### 3.4. Calcul des Coefficients d'un Filtre à Phase Linéaire par P..M.C. :

#### 3.4.1. Introduction:

Le filtre R.I.F. à phase linéaire conçu par PARKS-McCLELLAN utilisant l'algorithme de Remez représente la meilleure approximation au sens de Chebyshev avec des coefficients à précision infinie. Auparavant, plusieurs chercheurs ont étudié les problèmes de conception de certains types de filtre en utilisant des algorithmes différents. L'importance de cette nouvelle approche réside dans la combinaison entre la rapidité de la procédure de Remez avec la capacité de conception d'une grande classe de types de filtre, avec des filtres peu communs tels que les filtres passe bande à bandes multiples, filtre avec la transformée de Hilbert et différentiateurs et des filtres plus communs tels que passe bande, coupe bande, passe bas et passe haut. La réponse en fréquence peut ainsi être approximée.

Dans ce paragraphe, nous allons présenter le fondement mathématique de la méthode P.M.C. pour des coefficients à précision infinie.

#### 3.4.2. Formulation du Problème d'Approximation :

Soit la réponse en fréquence d'un filtre R.I.F. :

$$H(f) = \sum_{k=0}^{N-1} h(k) e^{-j2\pi kf} \quad (3.18)$$

La réponse en fréquence d'un filtre R.I.F. à phase linéaire s'écrit :

$$H(f) = G(f) \exp\left(j\left(\frac{L\pi}{2} - \left(\frac{N-1}{2}\right)2\pi f\right)\right) \quad (3.19)$$

$G(f)$  : Fonction à valeur réelle.  $L=0$  ou  $1$ .

Par symétrie positive, nous avons  $h(k) = h(N-1-k)$ .

Par symétrie négative, nous avons  $h(k) = -h(N-1-k)$ .

Dans tous les cas, on ne s'intéresse qu'à  $G(f)$  fonction réelle qui est utilisée pour approximer les spécifications de l'amplitude idéale désirée, puisque le terme de la phase linéaire n'a aucun effet sur la réponse en amplitude.

Auparavant, tous les algorithmes déjà établis, se sont concentrés sur le cas numéro 1, dans cette approche on a pu combiner les quatre cas dans un seul algorithme en notant que  $G(f)$  s'écrit comme :

$$G(f) = Q(f)P(f) \quad (3.20)$$

Où  $P(f)$  est une combinaison de fonctions cosinus qui dépend de chaque cas.

$$P(f) = \sum_{k=0}^{r-1} \alpha(k) \cos(2\pi kf) \quad (3.21)$$

Et  $\alpha(k)$  est une réponse impulsionnelle dépendante du cas considéré.

Les quatre cas ont été écrits sous une forme commune afin que l'algorithme de Remez s'accomplisse convenablement.

Le problème d'approximation d'origine réside dans la minimisation du maximum de l'erreur absolue pondérée définie comme :

$$\|E(f)\| = \max \{W(f)|D(f) - G(f)|\} \quad \text{Avec } f \in F \quad (3.22)$$

$W(f)$  : Fonction de pondération.

$F$  : sous ensemble de fréquence dans les bandes d'intérêt (bande passante et bande atténuée).

$D(f)$  : Réponse en amplitude désirée.

En remplaçant  $G(f)$  par sa valeur on aura :

$$\|E(f)\| = \max \{W'(f)|D'(f) - P(f)|\} \quad \text{Avec } f \in F' \quad (3.23)$$

Avec  $W'(f) = W(f)Q(f)$ ,  $D'(f) = D(f)/Q(f)$ .  $F' \subset F$ .

### 3.4.3. Théorème de l'Alternance

Soit  $G(f)$  et  $P(f)$  des fonctions définies respectivement suivant les Eq. (3.20) et (3.21).

Une condition suffisante et nécessaire pour que  $P(f)$  soit l'unique et meilleure approximation au sens de Tchebychev à une fonction continue  $D'(f)$  dans une gamme de fréquence  $F'$  est que :

$E(f) = (W'(f)|D'(f) - P(f)|)$ , expose  $r+1$  fréquences extrêmes dans  $F'$  notées par ' $F_i$ '.

$i = 1, 2, \dots, r+1$ ,

Où  $F_1 < F_2 < \dots < F_r < F_{r+1}$ .

Avec  $E(F_i) = -E(F_{i+1})$ ,  $i = 1, 2, \dots, r$ .

Et  $|E(F_i)| = \max(E(f))$  pour  $f \in F'$ .

Un algorithme peut donc être conçu pour satisfaire la condition sur l'erreur du filtre dans le théorème d'alternance [16].

### 3.4.4. Description de l'Algorithme de Conception de Filtre de PARKS-McCLELLAN sous l'Algorithme d'Echange de REMEZ:

La conception de cet algorithme consiste en une section de lecture des données, formulation du problème par une approximation appropriée équivalente, solution du problème d'approximation en utilisant la méthode de Remez, et enfin le calcul de la réponse impulsionnelle du filtre. Nous pouvons représenter sur la figure 3.6 l'algorithme de PARKS-Mc CLELLAN sous l'organigramme général suivant :

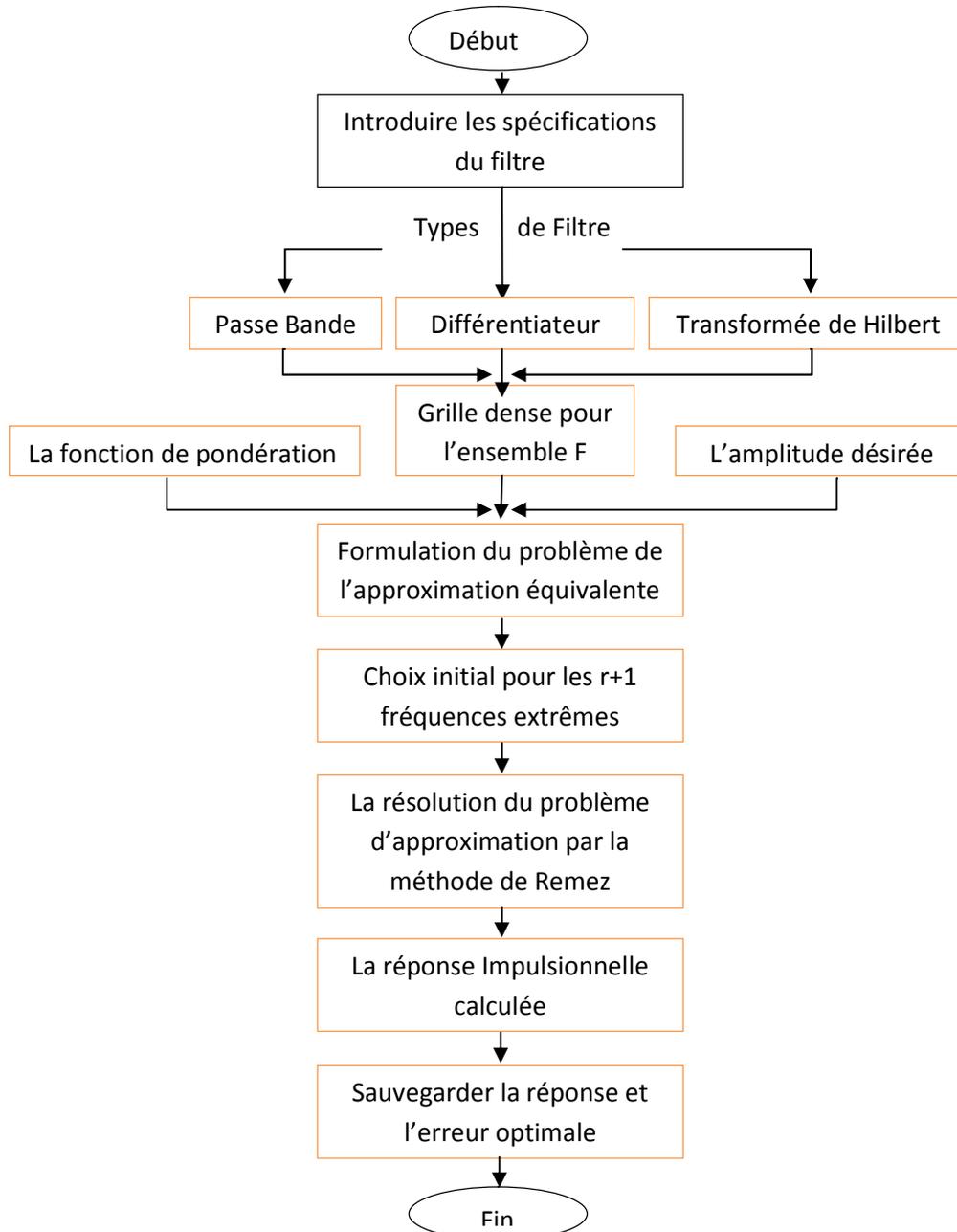


Figure 3.6 : Organigramme de conception de filtre de PARKS.Mc CLELLAN à l'aide de méthode Remez

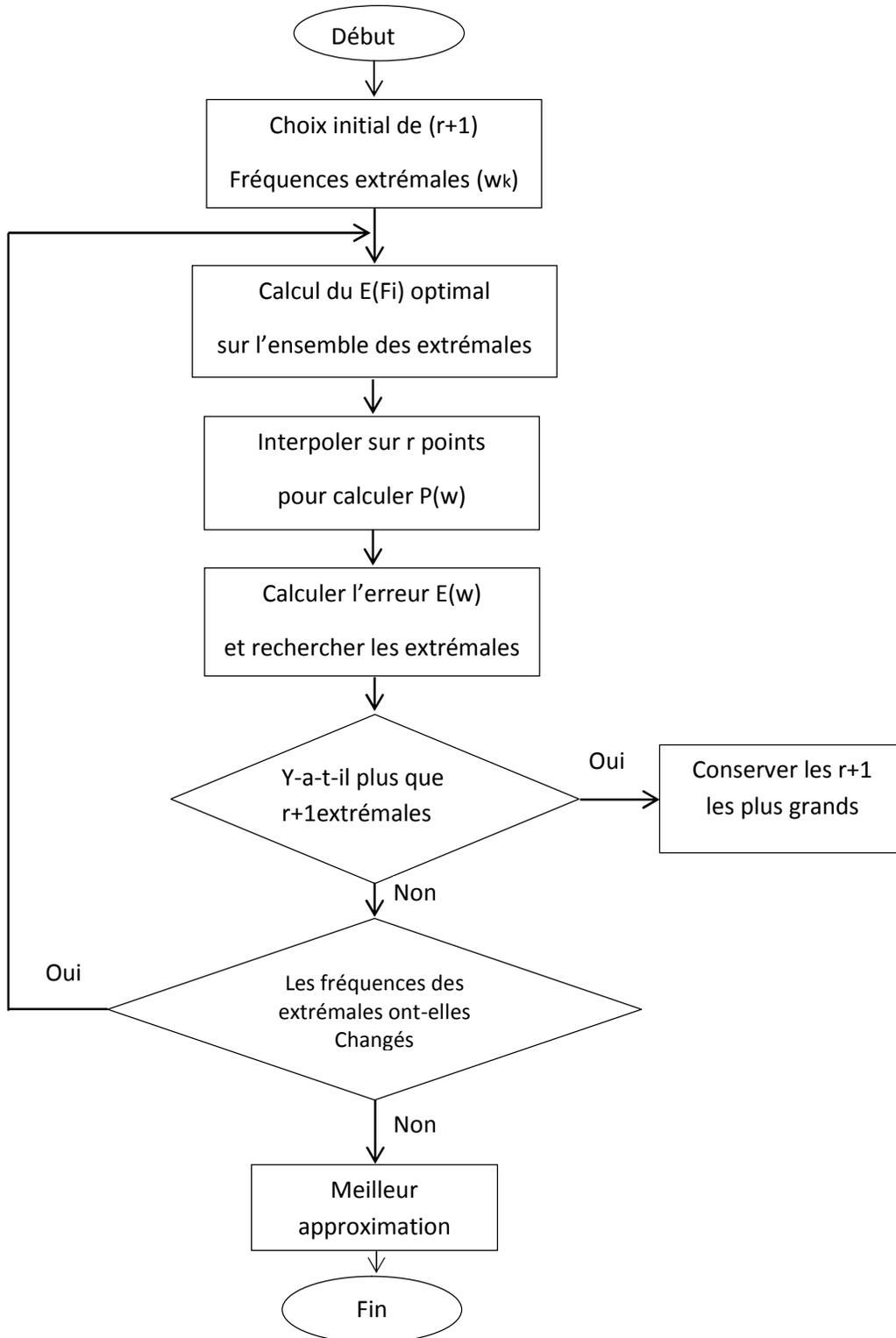


Figure 3.7 : Organigramme de l'algorithme d'échange de Remez

Cet organigramme présente l'approche utilisée par l'algorithme d'échange de Remez pour obtenir une solution au problème d'approximation.

### 3.5. Synthèse d'un filtre biréfringent à gabarit prédéfini

Nous proposons une nouvelle méthode pour concevoir des filtres biréfringents ayant une réponse spectrale spécifique prédéfinie. En commençant par le formalisme de Jones, nous déduisons les polynômes représentant les réponses des filtres biréfringents. L'algorithme de Remez est utilisé pour rapprocher les polynômes et produire un niveau uniforme minimal des lobes secondaires pour un nombre donné de lames biréfringentes. L'algorithme 'layer-peeling' [17] est ensuite utilisée pour calculer la structure de filtre c.-à-d., l'orientation et l'épaisseur de chaque lame biréfringente à partir des coefficients polynomiaux. Seuls deux équations doivent être résolues afin d'obtenir l'angle d'orientation de chaque lame.

#### 3.5.1. Algorithme de conception

Nous décrivons comment dériver la représentation polynomiale de la fonction de transfert des filtres biréfringents par l'utilisation du formalisme de Jones. C'est la pierre angulaire de l'algorithme de conception. Les deux polynômes dérivés de la matrice de transfert correspondent à la réponse du filtre par l'onde transmise et rejeté respectivement. Ensuite, nous utilisons l'algorithme de Remez pour approcher les polynômes et d'obtenir les coefficients du filtre. Une fois les coefficients sont obtenus, l'angle d'orientation de chaque lame biréfringente peut être déterminé par l'algorithme 'layer-peeling' qui donne une solution efficace au problème de conception du filtre.

A-Transmission des filtres biréfringents exprimée en formalisme de Jones

Un filtre biréfringent est modélisé comme un ensemble de n-lames identiques

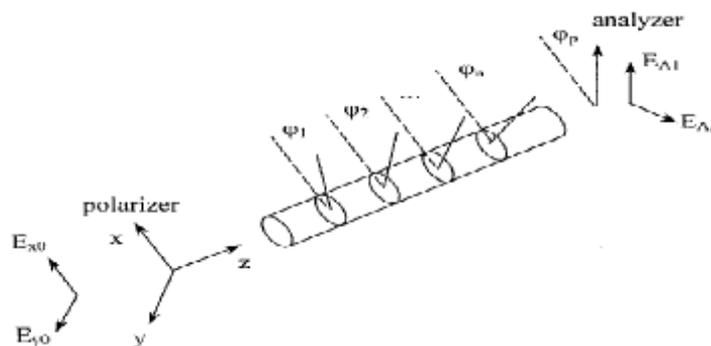


Figure 3.8 : Filtre Biréfringent

L'axe rapide de chaque lame est orienté selon un angle arbitraire  $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$  par rapport à la direction du polariseur d'entrée, qui est défini comme l'axe X sur la fig 3.8,  $\varphi_p$  est l'angle d'orientation de l'analyseur par rapport à l'axe des x, l'axe z est la direction de propagation de la lumière. Le vecteur champ électrique de la lumière après l'analyseur peut être exprimé comme

$$\begin{bmatrix} E_{A1} \\ E_{A2} \end{bmatrix} = R(\varphi_p)M(\varphi_i, \eta)P_x \begin{bmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{bmatrix} \quad (3.25)$$

Tels que,  $E_{x0}, E_{y0}$  sont l'onde incidente,  $E_{A1}, E_{A2}$  sont les composantes transmise et rejeté de l'analyseur,  $R(\varphi_p)$  est la matrice représentant la rotation par l'angle  $\varphi_p$ , qui est défini comme

$$R(\varphi_p) = \begin{bmatrix} \cos \varphi_p & \sin \varphi_p \\ -\sin \varphi_p & \cos \varphi_p \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

$P_x$  Est la matrice de polariseur de sortie suivant l'axe Ox définis comme,

$$P_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.27)$$

$M(\varphi_i, \eta)$  est le produit des matrices d'une série de rotations et des retards causés par un empilement de lame biréfringentes, par conséquent,

$$\begin{aligned} R(\varphi_p)M(\varphi_i, \eta) &= R(\varphi_p) \{ R(-\varphi_n)R\eta R(\varphi_n) \} \dots \\ &\quad \{ R(-\varphi_2)R\eta R(\varphi_2) \} \{ R(-\varphi_1)R\eta R(\varphi_1) \}, \\ &= R(\varphi_p - \varphi_n)R\eta R(\varphi_n - \varphi_{n-1})R\eta \dots \\ &\quad R(\varphi_2 - \varphi_1)R\eta R(\varphi_1), \\ &= \{ R(\theta_n)R\eta \} \{ R(\theta_{n-1})R\eta \} \dots \\ &\quad \{ R(\theta_1)R\eta \} R(\theta_0), \\ &= Q_n Q_{n-1} \dots Q_1 Q_0 \end{aligned} \quad (3.28)$$

Ici, la rotation relative

$$R(\theta_i) = \begin{bmatrix} \cos \theta_i & \sin \theta_i \\ -\sin \theta_i & \cos \theta_i \end{bmatrix}$$

Et la matrice de retard

$$R\eta = \begin{bmatrix} e^{\frac{j\eta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{j\eta}{2}} \end{bmatrix}$$

De l'équation (3.28), nous voyons que produit matriciel de l'analyseur et un ensemble de lames biréfringentes  $R(\varphi_p)M(\varphi_i, \eta)$ , peut être exprimée comme le produit de  $n+1$  matrices unitaires  $Q_i (i = 0, 1, 2, \dots, n)$ . En d'autres termes, l'état de polarisation de la lumière de sortie est déterminé par l'opérateur unitaire  $R(\varphi_p)M(\varphi_i, \eta)$ , qui correspond à la fonction de transfert du filtre. Nous analysons la matrice unitaire  $Q_i$  dans le paragraphe 3.5.2 et de trouver une forme plus commode de la fonction de transfert du Filtre

### 3.5.2 Description du filtre biréfringent

Comme les deux opérateurs  $R(\varphi_p)M(\varphi_i, \eta)$  et  $Q_i$  sont unitaires, on peut les représenter comme suits,

$$R(\varphi_p)M(\varphi_i, \eta) = \begin{bmatrix} \alpha_n & -\beta_n^* \\ \beta_n & \alpha_n^* \end{bmatrix} \quad \text{Et} \quad Q_i = \begin{bmatrix} c_i & -d_i^* \\ d_i & c_i^* \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

Dans lequel le (\*) représente le conjugué, la fonction de transfert du filtre dans l'équation (3.28) peut être réécrite sous cette forme,

$$\begin{bmatrix} \alpha_n & -\beta_n^* \\ \beta_n & \alpha_n^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_n & -d_n^* \\ d_n & c_n^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{n-1} & -d_{n-1}^* \\ d_{n-1} & c_{n-1}^* \end{bmatrix} \dots \begin{bmatrix} c_1 & -d_1^* \\ d_1 & c_1^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_0 & -d_0^* \\ d_0 & c_0^* \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

Dans lequel

$$|c.c^* + d.d^*| = 1$$

En raison de la symétrie des matrices, la même information peut être représentée soit par colonne de la matrice de transfert  $R(\varphi_p)M(\varphi_i, \eta)$ . La lumière en sortie d'une lame donnée d'un filtre biréfringent peut être représentée par un vecteur 2x1 plutôt que d'une matrice 2x2. Par conséquent, la matrice de transfert du filtre est considérablement simplifiée comme suit,

$$\begin{pmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} c_i & -d_i^* \\ d_i & c_i^* \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_{i-1} \\ \beta_{i-1} \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

Ceci est la description récursive de l'état du filtre biréfringent, à une lame donnée du filtre, qui expose comment les paramètres de sortie de la lame  $i$  d'un filtre dépendent des paramètres de la structure et la sorties de la lame  $i - 1$ . En d'autres termes, si nous savons les sorties et les entrées de la lame  $i$  du filtre, la structure de la section  $i$  peut être déterminée. La méthode 'Layer-Peeling' décrite dans le paragraphe 2 est un moyen efficace pour déterminer les paramètres de chaque lame du filtre.

### 3.5.3 : Transformé Direct de l'Algorithme

L'étape clé de l'algorithme de conception consiste à transformer le produit matrice-vecteur en des polynômes  $\alpha_i(z)$  et  $\beta_i(z)$ . Par conséquent, le problème de la conception du filtre est réduite à trouver les coefficients des deux polynômes. Maintenant, nous analysons en premier lieu la matrice unitaire  $Q_i$  comme mentionné ci-dessus, la matrice  $Q_i$  est composée de la matrice de rotation  $R(\theta_i)$  et le retard  $R\eta$  de chaque lame du filtre BF.

$$Q_i = R(\theta_i)R(\eta) = z^{1/2} \begin{bmatrix} C_i & -S_i \\ S_i & C_i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & z^{-1} \end{bmatrix} \quad (3.32)$$

Où  $C_i = \cos \theta_i$ ,  $S_i = -\sin \theta_i$ , et  $z = \exp(j\eta) = \exp[j2\pi f(\Delta nL / c)]$  dans laquelle  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide,  $L$  est la longueur de chaque lame biréfringente,  $\Delta n$  est la biréfringence, et  $f$  est la fréquence de la lumière. Lorsque l'équation (3.32) est remplacée dans l'équation (3.31), la description récursive devienne,

$$\begin{bmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \end{bmatrix} = z^{1/2} \begin{bmatrix} C_i & -S_i \\ S_i & C_i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & z^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_{i-1} \\ \beta_{i-1} \end{bmatrix} \quad (3.33)$$

Définissons  $\alpha_i = z^{i/2} . A_i$ ,  $\beta_i = z^{i/2} . B_i$ ; la récursivité peut être réduite à

$$\begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_i & -S_i z^{-1} \\ S_i & C_i z^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{bmatrix} \quad (3.34)$$

Compte tenu de  $i=0, 1, 2, \dots$ , l'équation (3.34) sera

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos \theta_1 \\ -\sin \theta_1 \end{pmatrix} \\
 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} C_1 \cos \theta_1 + S_1 \sin \theta_1 z^{-1} \\ S_1 \cos \theta_1 - C_1 \sin \theta_1 z^{-1} \end{pmatrix} \\
 \dots & \\
 \end{aligned} \tag{3.35}$$

$$\begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{i=0}^n a_i z^{-i} \\ \sum_{i=0}^n b_i z^{-i} \end{pmatrix}$$

Dans lequel  $\theta_i = \varphi_{i+1} - \varphi_i$  ( $i = 0, 1, \dots, n, \varphi_{n+1} = \varphi_p, \varphi_0 = 0$ ) est l'angle de rotation relative,  $a_i, b_i$  sont les coefficients des polynômes d'ordre  $n$  de  $A_n(z)$  et  $B_n(z)$  respectivement. De la dérivation ci-dessus on peut voir que la fonction de transfert du filtre peut être décrit par deux polynômes en  $z$  d'ordre  $n$  qui sont les mêmes que ceux des filtres FIR numérique à réponse impulsionnelle finie. Donc, l'algorithme de conception de filtres numériques peut être pris pour rapprocher les polynômes.

### 3.5.4. Analyse inverse du filtre biréfringent

Compte tenu de la structure d'un filtre, dont l'épaisseur et l'angle d'orientation de chaque lame, les deux polynômes peuvent être facilement obtenus par le produit matriciel. L'objectif de l'algorithme de transformée inverse est de concevoir un filtre biréfringent avec la réponse en fréquence spécifiée par un  $A_n(z)$  ou  $B_n(z)$ . Comme présenté précédemment, l'Equation (3.34) est la récursivité directe d'un filtre biréfringent. L'inversion de l'équation (3.34) donne

$$A_i = C_i A_{i-1} - S_i z^{-1} B_{i-1} \quad (1)$$

$$B_i = S_i A_{i-1} + C_i z^{-1} B_{i-1} \quad (2)$$

De l'équation (1)  $A_{i-1} = \frac{A_i}{C_i} + \frac{S_i}{C_i} z^{-1} B_{i-1}$

De l'équation (2)  $B_{i-1} = \frac{B_i}{C_i z^{-1}} - \frac{S_i A_{i-1}}{C_i z^{-1}}$

Par un simple remplacement dans l'équation (1) on trouve,

$$C_i A_i + S_i B_i = A_{i-1} (C_i^2 + S_i^2) = A_{i-1} (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) = A_{i-1} \text{ Alors}$$

$$A_{i-1} = C_i A_i + S_i B_i$$

De même on trouve dans (2)

$$\frac{B_i}{C_i} z(1 - S_i^2) + S_i z A_i = B_{i-1} \text{ Comme } (1 - S_i^2) = 1 - \sin^2 \theta = \cos^2 \theta = C_i^2 \text{ alors}$$

$$B_{i-1} = -S_i z A_i + C_i z B_i$$

Donc la représentation inverse de l'équation (3.34) est comme suit,

$$\begin{pmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_i & S_i \\ -S_i z & C_i z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

Cette représentation nous permet la détermination des angles

### 3.5.6 Calcul des angles

$$\begin{aligned} A_{i-1} &= \sum_{k=0}^{i-1} a_k^{(i-1)} z^{-k} \\ &= \sum_{k=0}^i C_k a_k^{(i)} z^{-k} + \sum_{k=0}^i S_k b_k^{(i)} z^{-k} = \sum_{k=0}^i (C_k a_k^{(i)} + S_k b_k^{(i)}) z^{-k} \\ \sum_{k=0}^{i-1} a_k^{(i-1)} z^{-k} &= \sum_{k=0}^{i-1} (C_k a_k^{(i-1)} + S_k b_k^{(i-1)}) z^{-k} + (C_i a_i^{(i)} + S_i b_i^{(i)}) z^{-i} \end{aligned}$$

Pour que cette égalité soit satisfaite, il suffit que,

$$(C_i a_i^{(i)} + S_i b_i^{(i)}) z^{-i} = 0$$

$$C_i a_i^{(i)} + S_i b_i^{(i)} = 0 \Rightarrow \frac{-S_i}{C_i} = \frac{a_i^{(i)}}{b_i^{(i)}}$$

$$\frac{-S_i}{C_i} = \frac{-(-\sin \theta_i)}{\cos \theta_i} = \operatorname{tg} \theta_i$$

$$\operatorname{tg} \theta_i = \frac{a_i^{(i)}}{b_i^{(i)}}$$

$$\theta_i = \operatorname{tg}^{-1} \left( \frac{a_i^{(i)}}{b_i^{(i)}} \right)$$

De même

$$\begin{aligned} B_{i-1} &= \sum_{k=0}^{i-1} b_k^{(i-1)} z^{-k} \\ &= \sum_{k=0}^i -S_k a_k^{(i)} z z^{-k} + \sum_{k=0}^i C_k b_k^{(i)} z z^{-k} = \sum_{k=0}^i (-S_k a_k^{(i)} + C_k b_k^{(i)}) z^{1-k} \end{aligned}$$

Posons  $1-k = -l$  donc  $k = 1+l$  l'égalité devient comme suite,

$$\sum_{k=0}^{i-1} b_k^{(i-1)} z^{-k} = -S_i a_0^{(i)} + C_i b_0^{(i)} + \sum_{l=0}^{i-1} (-S_l a_l^{(i-1)} + C_l b_l^{(i-1)}) z^{-l}$$

Pour que cette égalité soit satisfaite, il suffit que le terme

$$-S_i a_0^{(i)} + C_i b_0^{(i)} = 0$$

Donc

$$\frac{S_i}{C_i} = \frac{b_0^{(i)}}{a_0^{(i)}} \Rightarrow \operatorname{tg} \theta_i = -\frac{b_0^{(i)}}{a_0^{(i)}}$$

$$\theta_i = \operatorname{tg}^{-1} \left( -\frac{b_0^{(i)}}{a_0^{(i)}} \right)$$

$$\text{Nous avons donc } \theta_i = \operatorname{tg}^{-1} \left( -\frac{b_0^{(i)}}{a_0^{(i)}} \right) = \operatorname{tg}^{-1} \left( -\frac{a_i^{(i)}}{b_i^{(i)}} \right) \quad (3.37)$$

Enfin, les angles d'orientations de chaque lame peuvent être calculés par

$$\begin{aligned} \varphi_p &= \theta_n + \varphi_n, \\ \varphi_n &= \theta_{n-1} + \varphi_{n-1}, \\ &\dots \\ \varphi_2 &= \theta_1 + \varphi_1, \\ \varphi_1 &= \theta_0, \end{aligned} \quad (3.38)$$

Ainsi, la conception d'un filtre de  $n$  lames biréfringentes avec une réponse spectrale spécifique peuvent être transformée en la conception de deux polynômes d'ordre  $n$

### 3.5.7. Conception des polynômes $A_n(z)$ et $B_n(z)$

Avant de présenter la méthode de conception polynomiale, la relation entre les composantes  $\alpha_n(z)$ ,  $\beta_n(z)$  dans la fonction de transfert et les composantes de sorties  $E_{A1}$ ,  $E_{A2}$  devrait être clarifiée. Pour le problème de conception de filtre, normalement ce que nous savons si la réponse en fréquence désirée d'un filtre, à savoir la réponse spectrale ici de  $E_{A1}$  ou  $E_{A2}$ . Comment peut-on transférer la réponse spectrale de  $E_{A1}$  ou  $E_{A2}$  dans celui des polynômes  $\alpha_n(z)$ ,  $\beta_n(z)$  issus de l'analyse ci-dessus? Parce que le polariseur d'entrée est le long de l'axe x et en supposant que la lumière d'entrée est l'unité.

En substituant l'équation (3.29) dans l'équation. (3.25) donne

$$\begin{pmatrix} E_{A1} \\ E_{A2} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_n & -\beta_n^* \\ \beta_n & \alpha_n^* \end{bmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_n \\ \beta_n \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

qui montre les sorties  $E_{A1}$ ,  $E_{A2}$  sont égaux au polynôme  $\alpha_n(z)$  et  $\beta_n(z)$ . La seule différence entre  $A_n(z)$ ,  $B_n(z)$  et  $\alpha_n(z)$ ,  $\beta_n(z)$  est le déphasage de  $|A_n(z)|^2 + |B_n(z)|^2 = 1$  ce qui équivaut à introduire un retard pour chaque lame dans le domaine temporel, et ne change pas la fonction de transfert du filtre biréfringent.

Le problème de trouver la meilleure approximation polynomiale d'une réponse de filtre spécifiée est commun dans le contexte de la conception de filtres numériques. L'algorithme de Remez [17] est une méthode efficace pour trouver une approximation qui minimise l'erreur d'amplitude maximale pour les filtres à réponse en phase linéaire, et il peut être utilisé pour calculer les coefficients des polynômes  $B_n(z)$ . Les coefficients du polynôme  $B_n(z)$  peuvent être obtenus facilement dans MATLAB.

Considérons maintenant la façon de travailler sur les coefficients  $A_n(z)$  à partir de polynôme  $B_n(z)$ . En supposant que le filtre est sans perte, nous avons la relation de conservation de l'énergie

$$|A_n(z)|^2 + |B_n(z)|^2 = 1$$

Comme  $B_n(z)$  est déterminée à partir d'une réponse spectrale prédéfinie alors  $|A_n(z)|^2$  peut être calculé à partir de l'équation ci-dessus, nous savons que les coefficients des polynômes développés dans le paragraphe 3.5.3 doivent être réels parce que l'épaisseur de la lame biréfringente est uniforme. Par conséquent, la méthode de Pegis [18] est appliquée pour

trouver  $A_n(z)$  à partir de  $|A_n(z)|^2$  pour obtenir un ensemble de coefficients réels. Toutefois, les coefficients de  $A_n(z)$  calculés de cette façon ne sont pas uniques, en d'autres termes, les structures des filtres biréfringents ne sont pas uniques non plus. Ces filtres pourraient avoir des réponses de phase différentes pour la même réponse d'amplitude. Une fois les coefficients des deux polynômes trouvés, les angles relatifs des lames biréfringentes et l'analyseur peuvent être calculés par l'algorithme de transformée inverse développé dans le paragraphe 3.5.4.

### 3.5.8. Paramètres nécessaire à la procédure de conception [19]

Pour que cet algorithme de conception soit appliqué correctement, un couple de paramètres doit être souligné

1. La fréquence d'échantillonnage  $F_s$ . Le théorème d'échantillonnage stipule qu'un signal peut être échantillonné sans perte d'information il faut que la fréquence d'échantillonnage,  $F_s$  (Hz), Est égal ou supérieur à deux fois celle de la bande passante du signal  $B_s$  qui est  $F_s \geq 2.B$ , et le taux de Nyquist est la moitié de la fréquence d'échantillonnage. En utilisant l'algorithme de Remez pour calculer les coefficients du polynôme,  $B_n(z)$ . La réponse spectrale est nécessaire d'être normalisé par la fréquence de Nyquist.
2. Facteur de phase  $z$  et la longueur  $L$  de la lame biréfringente. Est exprimé par la Formule  $z = \exp[j2\pi f(\Delta nL / c)]$  Évidemment le décalage de phase est déterminé par la biréfringence et la longueur de la lame. Lorsque les lames biréfringentes ont des longueurs  $L$  identiques, ce qui signifie que les coefficients du filtre sont réels,

### 3.5.9 Exemple d'application :

L'utilisation efficace de la bande passante optique dans les systèmes de communications WDM nécessite des filtres de haute performance. Dans la suite, nous démontrons la conception de filtres passe-bande biréfringente utilisant l'algorithme de conception. Nous commençons par simuler le filtre passe-bas pour calculer les coefficients des polynômes. En utilisant l'algorithme de Remez MATLAB14

Pour concevoir un filtre passe-bas, nous avons besoin de spécifier plusieurs paramètres, à savoir l'amplitude, normalisée fréquence passe  $f_p$  et  $f_s$  fréquence de coupure selon la réponse idéale spectrale. Si nous supposons que la magnitude est l'unité, les fréquences normalisées sont de 0, 0,2, 0,5, 1, dans lequel  $f_p = 0,2$  et  $f_s = 0,5$ , et les grandeurs correspondant à la fréquence sont de 1, 1, 0, 0, la réponse idéale spectrale peut être montré dans la Fig. 3.9.

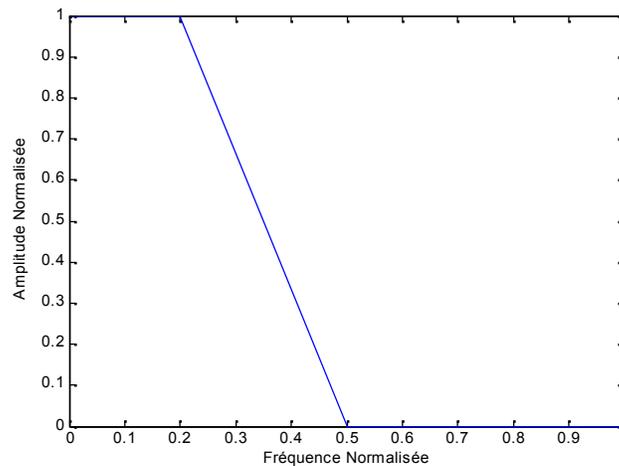


Fig. 3.9 Réponse spectrale idéal d'un filtre passe bas

Afin de rendre les ondulations à  $-40\text{dB}$ , on doit choisir un nombre de 14 lames biréfringentes. En appliquant l'algorithme de REMEZ, on peut déterminer les coefficients  $b_i$  du polynôme  $B_n(z)$  qui satisfait les spécifications du filtre,

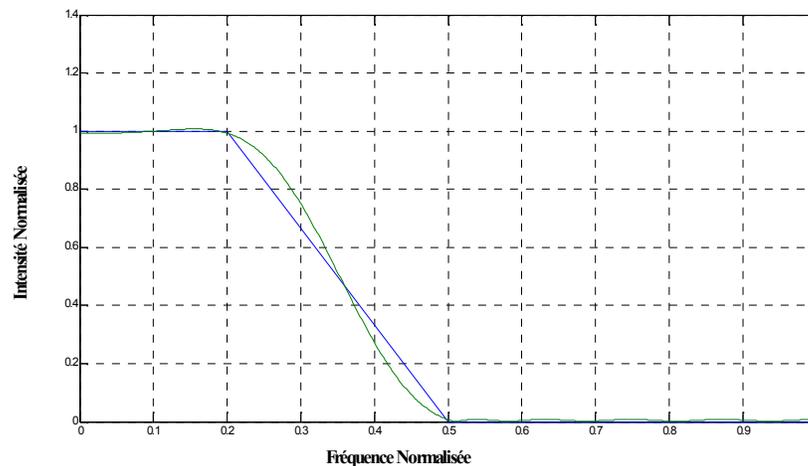


Fig.3.10 Approximation par REMEZ du filtre idéal 14 lames (pointiée)

Parallèlement les coefficients  $a_i$  du polynôme  $A_n(z)$  peuvent se calculer en appliquant la méthode de Pegis (voir Annexe).

Les coefficients  $b_i$  et  $a_i$  sont présentés dans le tableau ci-dessous

Après la détermination des coefficients des deux polynômes  $A_n(z)$  et  $B_n(z)$ , les angles peuvent être calculés en appliquant l'équation (3.37)

Le retard introduit par chaque lame est le même pour une longueur d'onde particulière de la lumière Par conséquent, la réponse spectrale du filtre peut être exprimée par la transformée en  $z$

Tableau des résultats

N	$b_i$	$a_i$	$\theta_i$ ( radians)	$\phi_i$ (radians)
0	0.0107	-0.0046	-0.4046	-0.4046
1	0.0063	-0.0299	-1.1364	-1.541
2	-0.0226	-0.0876	-0.6652	-2.2062
3	-0.051	-0.1287	0.4871	-1.7191
4	-0.0156	-0.041	0.3685	-1.3506
5	0.115	0.1714	-0.3293	-1.6798
6	0.2775	0.2165	0.2604	-1.4194
7	0.3521	-0.1302	1.0827	-0.3367
8	0.2775	-0.387	0.2604	-0.0763
9	0.115	0.0694	-0.3293	-0.4056
10	-0.0156	0.389	0.3685	-0.0371
11	-0.051	-0.4162	0.4871	0.45
12	-0.0226	0.3015	-0.6652	-0.2152
13	0.0063	-0.1337	-1.1364	-1.3516
14	0.0107	0.0249	1.1662	-0.1854

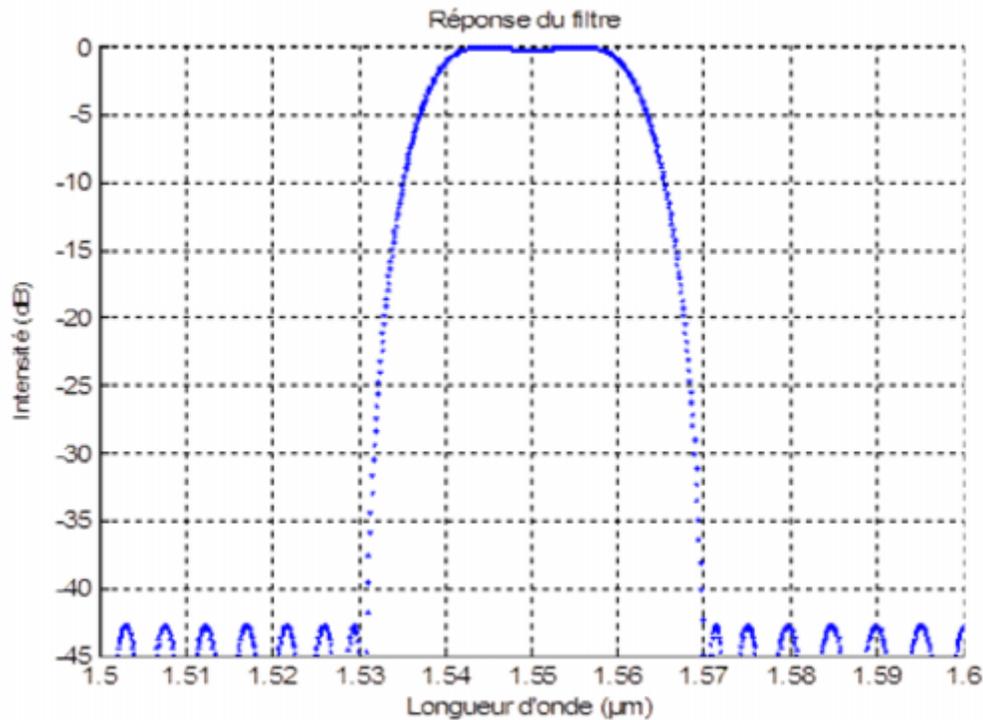


Figure 3.11 : Réponse spectrale du filtre désiré

### 3.6. Compensateur de Dispersion

#### 3.6.1 Introduction

L'application de l'amplificateur à fibre dopé a considérablement augmenté la distance de transmission dans les systèmes de communication par fibre optique. Cependant, la dispersion limite toujours la distance de transmission, en particulier en fonctionnant aux débits de l'ordre des multi. Gigabit/s. Par exemple, pour une pénalité de système de 1 dB, un signal de 10 Gb/s peut tolérer une dispersion cumulative de 1000 ps/nm, tandis qu'un signal de 40 Gb/s a une dispersion cumulative permise seulement de 63 ps/nm [20]. En plus, dans les systèmes à débits binaires élevés, les petites variations de la puissance optique peuvent avoir comme conséquence un déphasage non-linéaire additionnel et cela peut modifier la dispersion optimale du système [21,22]. Par conséquent, les égaliseurs ou compensateurs de dispersion sont des dispositifs cruciaux pour les systèmes de communication optique à très haut débits.

Plusieurs types d'égaliseurs de dispersion ont été rapportés pour les systèmes à très haut débits, tels que les compensateurs à base de réseaux de Bragg sur fibre (CFBGs) [23], les compensateurs à base de résonateur en anneau [20], et les compensateurs à base de circuits optiques planaires (PLC) [20]. Les égaliseurs à base de filtres biréfringents sont potentiellement attrayants parce qu'ils fonctionnent en transmission, évitant de ce fait le besoin de circulateur optique. En outre, ils sont aisément conçus pour avoir une réponse spectrale périodique, et par

conséquent peuvent être une alternative possible aux compensateurs à base de réseaux de Bragg sur fibre destinés à la compensation de dispersion simultanée de plusieurs canaux dans les systèmes de WDM [20].

Dans cette partie, nous présentons un algorithme de synthèse pour la conception d'un égaliseur à base d'éléments biréfringents. Cet égaliseur se caractérise par un retard de groupe bien linéaire. Mais rappelons d'abord quelques phénomènes relatifs à la propagation de la lumière dans la fibre optique.

### 3.6.2 Description mathématique

L'analyse des modes de fibres a montré que chaque composante de fréquence le champ optique se propage dans une fibre monomode en tant

$$E(r, \omega) = xF(x, y)A(0, \omega) \exp(i\beta z) \quad (3.40)$$

Où  $x$  est le vecteur unité de polarisation,  $A(0, \omega)$  est l'amplitude initiale, et  $\beta$  est la constante de propagation. La distribution du champ  $F(x, y)$  du mode fondamental de fibres peut être approchée par une distribution gaussienne. En général,  $F(x, y)$  dépend aussi de  $\omega$ , mais cette dépendance peut être ignoré pour des impulsions dont la largeur spectrale  $\Delta\omega$  est beaucoup plus petit que  $\omega$ -a une condition satisfaite par impulsions utilisés dans les systèmes d'ondes lumineuses.

Ici  $\omega_0$  est la fréquence à laquelle le spectre d'impulsions est centrée, elle est dénommé la fréquence porteuse. Différentes composantes spectrales de propager une impulsion optique dans la fibre selon la relation simple

$$A(z, \omega) = A(0, \omega) \exp(-i\beta z) \quad (3.41)$$

L'amplitude dans le domaine temporel est obtenue en prenant la transformée de Fourier est donnée par

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(z, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad (3.42)$$

Un système de gestion de la dispersion-tente de résoudre un problème pratique. L'idée de base derrière tous ces systèmes est assez simple et peut être compris en utilisant l'équation de propagation d'impulsions provenant de l'équation (3.40)

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0 \quad (3.43)$$

où  $A$  est l'amplitude de l'enveloppe d'impulsion. Les effets de troisième ordre de dispersion sont inclus par le terme  $\beta_3$ . Dans la pratique, ce terme peut être négligé quand  $\beta_2$  dépasse les  $0.2\text{ps}^2/\text{Km}$ . L'équation (3.43) la solution de cette équation est donnée par l'équation. (3.44).

Dans le cas  $\beta_3 = 0$  est écrit comme suite

$$A(z,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(0,\omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 z \omega^2 - i\omega t\right) d\omega \quad (3.44)$$

Où  $A(0,\omega)$  est la transformée de Fourier de  $A(0,t)$

La dégradation induite par la dispersion du signal optique est provoquée par le facteur de phase  $\exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 z \omega^2\right)$ , acquises par des composantes spectrales de l'impulsion lors de sa propagation dans la fibre. Tous les régimes de gestion de dispersion tentent d'annuler ce facteur de phase de façon que le signal d'entrée puisse être restauré. Mise en œuvre effective peut être effectuée à l'émetteur, au récepteur, ou le long de la liaison par fibre.

### 3.6.3 Synthèse d'un compensateur de dispersion

Nous présentons maintenant un algorithme de synthèse et un exemple de conception de filtre biréfringent faisant fonction d'égaliseur adapté à la compensation de dispersion dans les systèmes de multiplexage en longueur d'onde (WDM).

#### 3.6.4 Algorithme de synthèse :

La configuration d'un égaliseur constitué de quatre lames biréfringentes est montrée dans fig. 3.12. Il y a deux polariseurs, un pour assurer une entrée linéairement polarisée, et l'autre pour rejeter des longueurs d'onde non désirées à la sortie. Les quatre lames biréfringentes ont des longueurs arbitraires allant de  $L_1$  à  $L_4$  et des orientations  $\varphi_1$ -  $\varphi_4$  entre elles. Les flèches représentent la direction de l'axe principal de chaque section biréfringente et la direction transmise des deux polariseurs, respectivement.

L'algorithme de conception utilise le formalisme de Jones qui décrit la transmittance des deux modes polarisés orthogonaux se propageant le long d'une pile de lames biréfringentes.

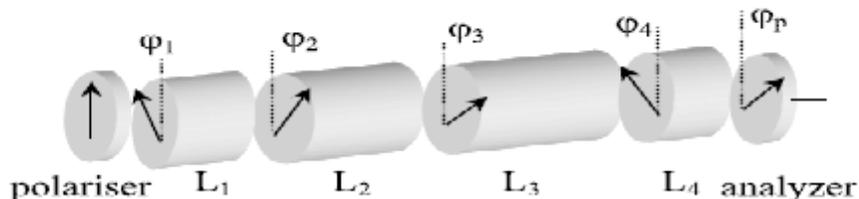


Figure 3.12 : Configuration d'un égaliseur de 4 lames

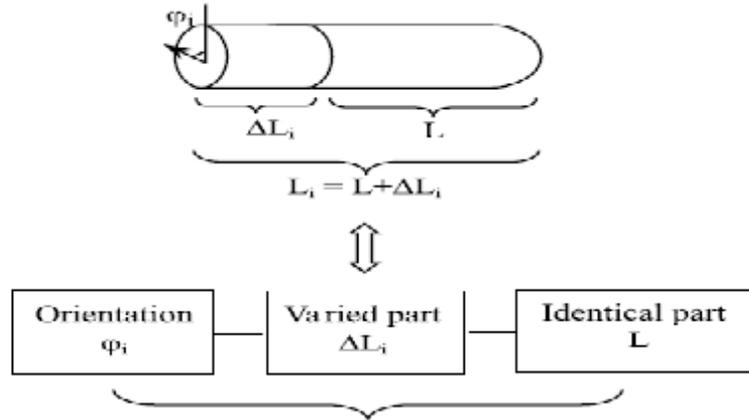

 La section  $i$  de l'égaliseur

 Figure 3.13 : Diagramme de la section  $i$  de l'égaliseur

Toutes les lames ont une longueur nominale  $L$ . Une lame (section) du filtre est montrée en détail sur la fig. 3.13, où  $\varphi_i$  est l'orientation de la section  $-i$  et  $L_i$  la longueur de section différent de la longueur nominale  $L$  par la différence  $\Delta L_i$ . La matrice de transfert d'un égaliseur constitué de  $n$  lames biréfringentes est décrite par le formalisme de Jones comme suit :

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} E_{A1} \\ E_{A2} \end{bmatrix} &= R(\varphi_p) \underbrace{\{R(-\varphi_n)R(\eta_n)R(\varphi_n)\} \dots \{R(-\varphi_2)R(\eta_2)R(\varphi_2)\} \{R(-\varphi_1)R(\eta_1)R(\varphi_1)\}}_{\text{section } -n} P_x \begin{bmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{bmatrix} \\
 &= R(\varphi_p - \varphi_n)R(\eta_n)R(\varphi_n - \varphi_{n-1})R(\eta_{n-1}) \dots R(\varphi_2 - \varphi_1)R(\eta_1)R(\varphi_1) P_x \begin{bmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{bmatrix} \\
 &= \underbrace{\{R(\theta_n)R(\eta_n)\}}_{Q_n} \{R(\theta_{n-1})R(\eta_{n-1})\} \dots \{R(\theta_1)R(\eta_1)\} R(\theta_0) \begin{bmatrix} E_{x0} \\ 0 \end{bmatrix} \\
 &= Q_n Q_{n-1} \dots Q_1 Q_0 \begin{bmatrix} E_{x0} \\ 0 \end{bmatrix}, \tag{3.45}
 \end{aligned}$$

Tel que  $E_{x0}, E_{y0}$  sont les composantes du champ électriques en entrée et  $E_{A1}, E_{A2}$  sont les composantes transmise et rejeté respectivement du filtre,  $P_x$  est la matrice de polariseur de sortie suivant l'axe Ox.

$R(\varphi_p), R(\varphi_i)$  et  $R(\theta_i)$  sont les matrices de rotation des angles  $\varphi_p, \varphi_i$  et  $\theta_i$  respectivement, qui sont l'orientation du analyseur, chaque lame biréfringente, l'angle entre les lames adjacentes, respectivement.

$R(\eta_i)$  : représente la matrice de l'élément à retard (lame).

La forme de base pour chaque élément est :

$$R(\delta) = \begin{bmatrix} \cos \delta & \sin \delta \\ -\sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix}, \quad \delta = \varphi_p, \varphi_i, \theta_i \quad (3.46)$$

$$\begin{aligned} R(\eta_i) &= \begin{bmatrix} e^{\frac{j\eta_i}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{j\eta_i}{2}} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} e^{\frac{j\eta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{j\eta}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{\frac{j\Delta\eta_i}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{j\Delta\eta_i}{2}} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (3.47)$$

Dans l'équation (3.47),  $\eta_i = \eta + \Delta\eta_i = 2\pi f [\Delta n.(L + \Delta L_i) / c]$ , avec  $c$  la vitesse de la lumière,

$\Delta n$  la biréfringence et  $f$  est la fréquence.

La phase de la section indépendante  $\eta$ , est reliée au retard commun par la relation :

$\Delta t = \Delta n.L / c$  qui est déterminé par la longueur nominal  $L$ . Par contre, la phase de la section dépendante  $\Delta\eta_i$ , est reliée à la longueur variable des différentes sections  $\Delta L_i$ .

Si on remplace  $e^{j\eta} = e^{j2\pi f(\Delta n.L/c)}$  par la variable complexe  $z$  et si on exprime chaque section du filtre relativement à la section précédente, la matrice unitaire  $Q$  peut être écrite sous la forme :

$$\begin{aligned} Q_i &= R(\theta_i)R(\eta_i) \\ &= z^{1/2} \begin{bmatrix} \cos \theta_i e^{\frac{j\Delta\eta_i}{2}} & \sin \theta_i e^{-\frac{j\Delta\eta_i}{2}} \\ -\sin \theta_i e^{\frac{j\Delta\eta_i}{2}} & \cos \theta_i e^{-\frac{j\Delta\eta_i}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & z^{-1} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (3.48)$$

De l'équation (3.45), le produit des matrices unitaires  $Q_i (i = 0, 1, \dots, n)$  est une matrice de transfert de filtre d'ordre  $n$ . Si on suppose que le filtre est sans perte, la matrice de transfert  $Tr_n$  doit être une matrice unitaire telle que :

$$Tr_n = \prod_{i=0}^n Q_i = \begin{bmatrix} C_n & -D_n^* \\ D_n & C_n^* \end{bmatrix} \quad (3.49)$$

Avec :  $C_n C_n^* + D_n D_n^* = 1$

La matrice de transfert d'ordre (n) peut être exprimée en fonction de celle d'ordre (n-1) multipliée par la matrice de transfert de la dernière section,  $Q_n$  telle que :

$$\begin{bmatrix} C_n \\ D_n \end{bmatrix} = Q_n \begin{bmatrix} C_{n-1} \\ D_{n-1} \end{bmatrix} \quad (3.50)$$

Par substitution de (3.48) dans (3.50) et si on pose :

$$C_n = z^{n/2} . A_n \quad \text{et} \quad D_n = z^{n/2} . B_n$$

Avec un changement d'indice  $n$  vers  $i$  on obtient la formule récursive de la fonction de transfert pour cet égaliseur.

$$\begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_i . e^{j\Delta\eta_i/2} & \sin \theta_i . e^{-j\Delta\eta_i/2} . z^{-1} \\ -\sin \theta_i . e^{j\Delta\eta_i/2} & \cos \theta_i . e^{-j\Delta\eta_i/2} . z^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{bmatrix} \quad (3.51)$$

Les composantes de la fonction de transfert ci-dessus sont des polynômes en  $z$  [24],

$$A_n = \sum_{i=0}^n a_i z^{-i} \quad \text{et} \quad B_n = \sum_{i=0}^n b_i z^{-i} \quad (3.52)$$

Avec  $A_n$  et  $B_n$  sont les fonctions de transferts pour les composantes de polarisation transmise et rejetée de l'égaliseur. Avec la conservation d'énergie :

$$|A_n|^2 + |B_n|^2 = 1, \text{ même si } \Delta\eta_i \neq 0 \text{ les coefficients } a_i \text{ et } b_i \text{ sont complexes.}$$

De l'équation (3.52), on peut remarquer que la fonction de transfert de cet égaliseur est similaire à celle d'un filtre RIF (réponse impulsionnelle finie) à coefficients complexes [15], donc on peut appliquer les techniques de synthèse utilisées pour obtenir les coefficients de notre égaliseur.

Par manipulation mathématique, on inverse l'équation (3.51) on obtient :

$$\begin{bmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_i . e^{-j\Delta\eta_i/2} & -\sin \theta_i . e^{-j\Delta\eta_i/2} \\ \sin \theta_i . e^{j\Delta\eta_i/2} . z & \cos \theta_i . e^{j\Delta\eta_i/2} . z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix} \quad (3.53)$$

De (3.53)

$$A_{i-1} = (\cos \theta_i A_i - \sin \theta_i B_i) e^{-j\Delta\eta_i/2} \quad (3.54)$$

$$B_{i-1} = (\sin \theta_i A_i + \cos \theta_i B_i) e^{j\Delta\eta_i/2} .z$$

Ce sont deux équations récursives de la fonction de transfert. Pour chaque étage nous savons les coefficients d'ordre n des polynômes  $A_i(z)$  et  $B_i(z)$ .

Depuis  $A_{i-1}(z)$  et  $B_{i-1}(z)$  le principale ordre de  $A_{i-1}(z)$  et le faible ordre de  $B_{i-1}(z)$  peuvent extraire.

$$(\cos \theta_i a_i^{(i)} - \sin \theta_i b_i^{(i)}) e^{-j\Delta\eta_i/2} = 0$$

$$(\sin \theta_i a_0^{(i)} + \cos \theta_i b_0^{(i)}) e^{j\Delta\eta_i/2} = 0 \quad (3.55)$$

Avec  $a_0^{(i)}, b_0^{(i)}$  et  $a_i^{(i)}, b_i^{(i)}$  sont les coefficients 0<sup>ieme</sup> et i<sup>ieme</sup> de l'égaliseur de i<sup>ieme</sup> ordre .

D'après [24], les angles relatifs et absolus  $\theta_i$  et  $\varphi_i$  peuvent être calculés par les équations suivantes :

$$\theta_i = \text{tg}^{-1} \left( \frac{a_i^{(i)}}{b_i^{(i)}} \right) = \text{tg}^{-1} \left( -\frac{b_0^{(i)}}{a_0^{(i)}} \right) \quad (3.56)$$

$$\varphi_p = \theta_n + \varphi_n$$

$$\varphi_n = \theta_{n-1} + \varphi_{n-1} \quad (3.57)$$

$$\varphi_2 = \theta_1 + \varphi_1$$

$$\varphi_1 = \theta_0$$

### 3.6.5 Calcul de la longueur des sections

Maintenant, nous allons calculer la longueur pour chaque section,  $L$  et  $\Delta L_i$ . La partie identique

$L$  est déterminée à partir du FSR (Free Spectral Range, Interval Spectral Libre) du filtre par la relation :  $L = c / (\Delta n.FSR)$ .

Pour déterminer  $\Delta L_i$ , il faut calculer le retard variable  $\Delta\eta_i$ , Considérons le rapport de coefficients 0<sup>ieme</sup> pour les deux polynômes de l'équation (3.54), tel que [25]:

$$\frac{b_0^{(i-1)}}{a_0^{(i-1)}} = \frac{\sin \theta_i a_1^{(i)} + \cos \theta_i b_1^{(i)}}{\cos \theta_i a_0^{(i)} - \sin \theta_i b_0^{(i)}} e^{j\Delta\eta_i} \quad (3.58)$$

Sachant que  $\frac{b_0^{(i-1)}}{a_0^{(i-1)}} = \operatorname{tg} \theta_{i-1}$  doit être réel, le retard variable peut exprimer par :

$$\begin{aligned} \Delta\eta_i &= -\arg \left[ \frac{\sin \theta_i a_1^{(i)} + \cos \theta_i b_1^{(i)}}{\cos \theta_i a_0^{(i)} - \sin \theta_i b_0^{(i)}} \right] \\ &= -\arg \left[ \frac{a_0^{(i)} b_1^{(i)} - a_1^{(i)} b_0^{(i)}}{(a_0^{(i)})^2 + (b_0^{(i)})^2} \right] \end{aligned} \quad (3.59)$$

Donc la longueur variable de chaque section est calculée à partir de :

$$\Delta\eta_i = 2\pi f (\Delta n \cdot \Delta L_i / c)$$

En Utilisant les équations décrites ci-dessus, on peut déterminer les différents paramètres

$\varphi_i, \Delta L_i (i = 0, 1, \dots, n)$  et  $L$ , de cet égaliseur.

Dans ce qui suit nous présentons un exemple de conception d'égaliseur.

### 3.6.6 Exemple d'application :

Dans cet exemple, nous allons employer l'algorithme de synthèse pour la conception de l'égaliseur biréfringent défini par sa réponse de phase et d'amplitude suivantes :

$$\begin{aligned} A(f) &= 0.99 \\ \phi(f) &= \frac{u}{v} \ln \left( \frac{\cosh(2vf) + \cosh(2v)}{2 \cosh(vf)} \right) \end{aligned} \quad (3.60)$$

Dans lequel  $f$  est la fréquence normalisée,  $u$  et  $v$  sont les paramètres qui sont utilisés pour ajuster le retard de groupe et sa linéarité. La fonction ci-dessus se rapproche à une phase quadratique sur une largeur de bande finie, et est supérieure à l'approximation de la fonction trigonométrique utilisée précédemment [15] sur la dispersion et la linéarité de retard de groupe. L'idéal réponse en amplitude est l'unité, cependant l'algorithme de synthèse inverse nécessite une valeur inférieure à l'unité pour converger, par conséquent nous avons mis  $A(f) = 0.99$ . Pour obtenir une réponse d'égalisation souhaitable avec une dispersion de 2000 ps / nm, ondulation retard de groupe inférieur à 4 ps, une perte de transmission théoriques inférieure à 0,1 dB, on pose  $u = 22, v = \pi$  dans l'équation (3.60) et choisissant FSR de 50 Ghz alors on détermine le nombre minimal de lames biréfringentes pour réaliser avec précision l'égalisation donnée. Comme les relations empiriques décrites dans (3.56) et (3.60), l'ordre du filtre nécessaire, et donc

le nombre de lames biréfringentes, est principalement déterminée par la largeur de bande de transition et les erreurs d'amplitude permises (par exemple, ondulation), cependant, dans ce cas, le nombre de lames nécessaires dépend également de la linéarité de retard de groupe. La relation entre la déviation du délai maximum du groupe et la perte de transmission, et le numéro de la lames sont indiqués dans la Fig. 3.14, où les courbes avec triangle et des marqueurs carrés sont pour la perte de transmission et les écarts de retard de groupe, respectivement. Il est montré que la performance de l'égaliseur est considérablement améliorée avec 20 lames, mais n'améliore pas de manière significative que le nombre augmente de plus de 20. Par exemple, comme le numéro de lames augmente de 20 à 22, l'écart de retard de groupe est seulement réduit de 2,2%, par conséquent, nous choisissons le nombre de lames biréfringentes utilisés dans la conception de l'égaliseur suivant à 20.

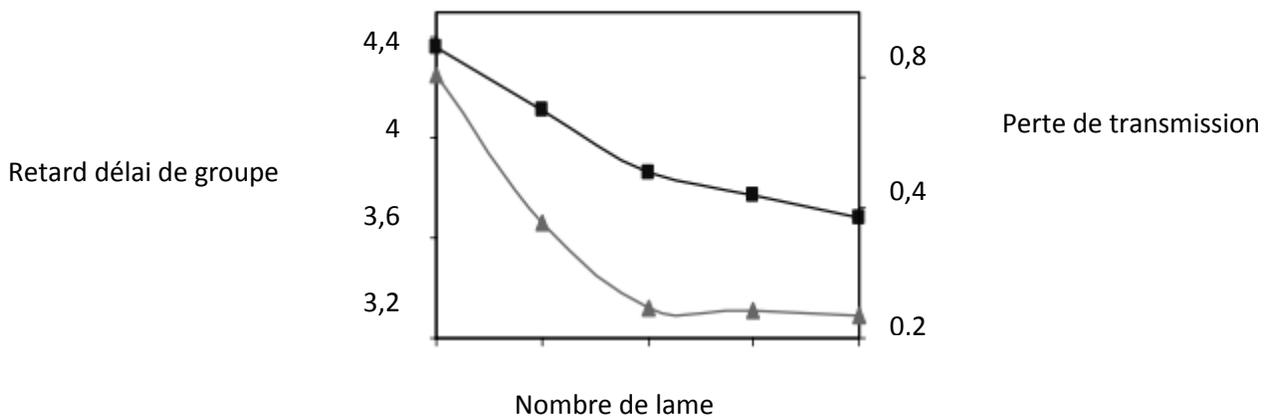


Figure 3.14 : relation entre écart de retard de groupe, perte de transmission et le nombre des lames

L'équation (3.60) est développée en utilisant des séries de Fourier pour obtenir les coefficients complexes normalisés  $a_i$  et  $b_i$ , comme indiqué dans le tableau 1. Le tableau 1 montre également les paramètres de la structure calculés de l'égaliseur  $\varphi_i$ ,  $\Delta\eta_i$  et  $\Delta L_i$  ( $i = 0, 1, \dots, 20$ ), calculés à partir des coefficients selon la méthode décrite dans la section 3.6.3

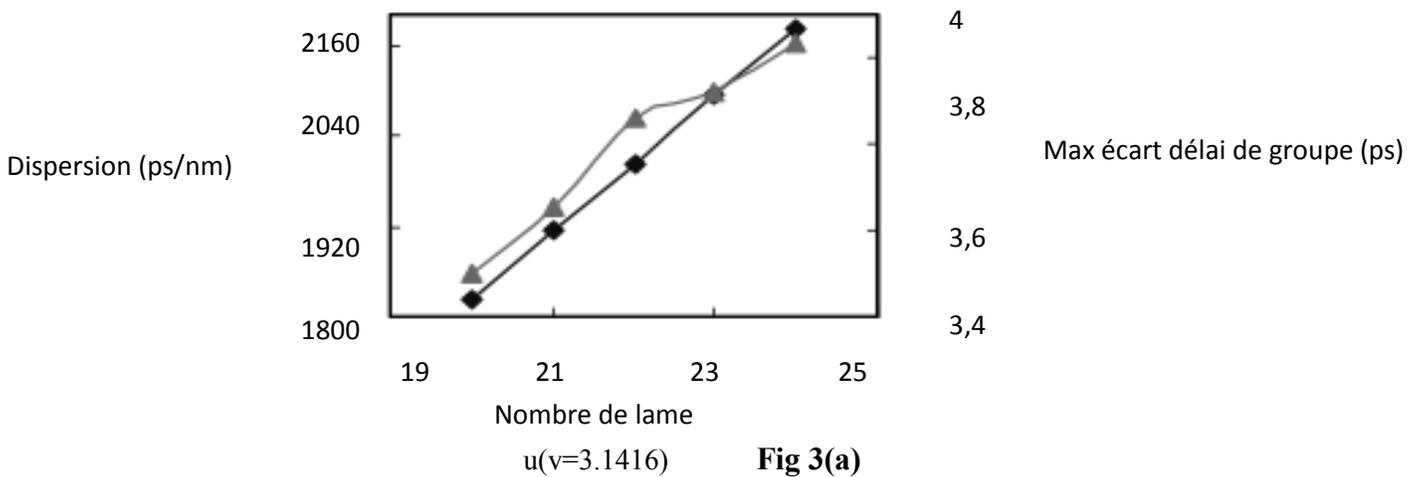
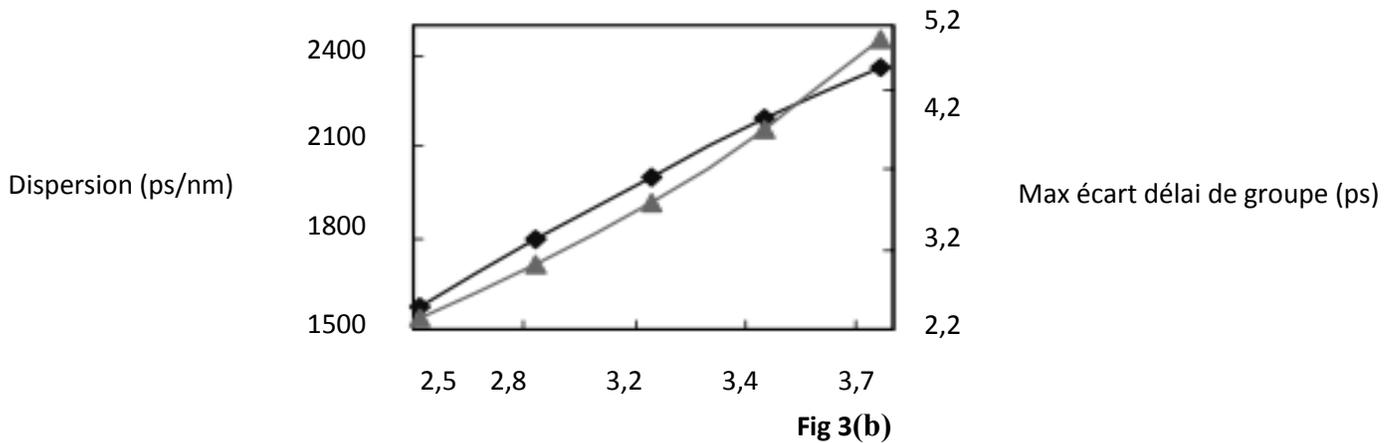
La longueur de chaque section commune biréfringente requise pour une plage spectrale libre de 50 GHz est 0,7792 m, résultant en une longueur totale de l'égaliseur biréfringent de 16.364 m.

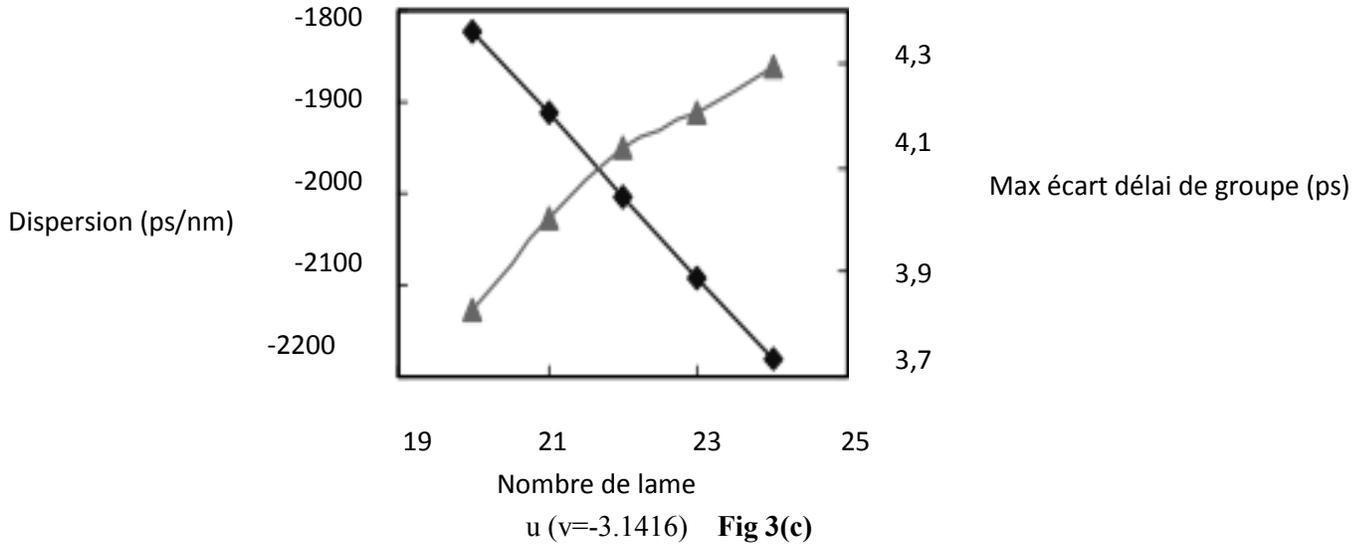
Sur la base des paramètres de synthèse de la structure, les réponses de retard d'amplitude, phase et de groupe du filtre d'égalisation ont été calculés, et sont présentés dans les figures ci-dessous. La réponse en amplitude dans la Fig. 3.15 est presque une transmission à plat avec une perte de puissance faible 0,094 dB et une ondulation d'amplitude de 0,0092 dB. La phase quadratique sur la gamme de fréquences de  $f_0 \pm 5\text{ GHz}$  est montrée dans la figure. 3.16. Le retard de groupe linéaire correspondant de 2003 ps / nm avec un écart maximal de 3,86 ps sur une bande passante de 10 GHz est illustrée à la figure 3.17, dans lequel la partie linéaire est représentée par

une ligne gras et correspond à la fonction de retard de groupe  $GD = 16,042 \times f$  picosecondes où la fréquence  $f$  étant en GHz. Pour étudier la performance des égaliseurs décrits par la fonction de phase hyperbolique dans l'équation (3.60), nous calculons la dispersion et l'écart maximal du retard de groupe en fonction des paramètres  $u$  et  $v$ , représenté dans les figures

Ces résultats sont obtenus pour une gamme de fréquences de fonctionnement de  $f_0 \pm 5 \text{ GHz}$

La ligne avec les marqueurs carrés indique la dispersion, tandis que les marqueurs triangle montrent la déviation maximale du retard de groupe. De figures. 3 (a) et (b), on peut voir la dispersion augmente que l'augmentation du paramètre  $u$  ou  $v$ . Cependant, avec une dispersion augmentant la linéarité du retard de groupe se détériore, au moins en termes absolus. Lorsque  $u$  et  $v$  sont de même signe, l'égaliseur a une dispersion positive, tandis que si  $u$  et  $v$  sont de signe opposé, la dispersion est négative, comme le montre la Fig. 3 (c).





Une dispersion de  $-2182 \text{ ps / nm}$  peut être obtenue en utilisant  $u = 24$  et  $v = -\pi$ , avec un écart de retard de groupe maximum sur la largeur de bande de fonctionnement de  $4,29 \text{ ps}$ , et une perte de puissance de  $0,11 \text{ dB}$ . Il est constaté que l'obtention de la plus grande dispersion est toujours au détriment de la linéarité de retard de groupe et la gamme de fréquence de fonctionnement. Pour optimiser un égaliseur, nous devrions compromiser ces facteurs ainsi que la perte de puissance dans [15]. Il est montré que la dispersion obtenue à partir de la fonction de phase est beaucoup plus hyperbolique plus grande que celle d'un trigonométrique sur toute la plage de fréquence opérationnelle même.

La ligne avec les marqueurs carrés en appliquant l'algorithme de synthèse, on trouve les paramètres du compensateur (tableau ci-dessous)

Tableau des résultats de calcul

$N^{bre}$	Coefficients $A_n(z) - a_i$	Coefficients $B_n(z) - b_i$	$\varphi_i$ (rad)	$\Delta\eta_i$ (rad)	$\Delta L_i$ (m)
0	$1.3928.10^{-1} + 2.2092.10^{-2}i$	$2.6961.10^{-3} + 4.2765.10^{-4}i$	1.5514	0	0
1	$5.5252.10^{-6} + 8.7639.10^{-7}i$	$-1.6538.10^{-3} + 1.2792.10^{-2}i$	1.4603	1.5421	0.19124
2	$-6.5227.10^{-5} - 1.0346.10^{-5}i$	$-4.4995.10^{-2} - 5.7187.10^{-3}i$	1.1518	1.5687	0.19454
3	$7.5972.10^{-6} + 1.2050.10^{-6}i$	$1.5617.10^{-2} - 1.2069.10^{-1}i$	0.49737	1.5731	0.19510
4	$7.2202.10^{-4} + 1.1453.10^{-4}i$	$2.4758.10^{-1} + 3.2034.10^{-2}i$	-0.20919	1.5705	0.19477
5	$-8.0370.10^{-5} - 1.2748.10^{-5}i$	$-4.7606.10^{-2} + 3.7233.10^{-1}i$	-0.43525	1.5642	0.19399
6	$-2.0589.10^{-3} - 3.2657.10^{-4}i$	$-4.7606.10^{-2} + 3.7233.10^{-1}i$	-0.84214	-1.5649	-0.19407
7	$2.0150.10^{-4} + 3.1961.10^{-5}i$	$-3.5614.10^{-1} - 4.5027.10^{-2}i$	-1.3806	1.5671	0.19435
8	$2.6623.10^{-4} + 4.2228.10^{-5}i$	$-3.5614.10^{-1} - 4.5027.10^{-2}i$	-1.4383	-1.5896	-0.19713
9	$7.6745.10^{-5} + 1.1273.10^{-5}i$	$1.1593.10^{-2} - 9.1165.10^{-2}i$	-1.9818	1.5875	0.19687
10	$1.2611.10^{-3} + 2.0003.10^{-4}i$	$-2.4876.10^{-1} - 3.0952.10^{-2}i$	-2.0408	1.6080	0.19942
11	$-1.1276.10^{-4} - 1.7885.10^{-5}i$	$2.9029.10^{-2} - 2.3015.10^{-1}i$	-2.5843	-1.6080	-0.19942
12	$1.5012.10^{-3} + 2.3812.10^{-4}i$	$-1.7662.10^{-1} - 2.1684.10^{-2}i$	-2.642	-1.5875	-0.19687
13	$-2.5854.10^{-4} - 4.1009.10^{-5}i$	$2.9029.10^{-2} - 2.3015.10^{-1}i$	-3.1805	1.5896	0.19713
14	$7.7931.10^{-4} + 1.2361.10^{-4}i$	$-2.4876.10^{-1} - 3.0952.10^{-2}i$	-3.5873	-1.5671	-0.19435
15	$-2.6187.10^{-4} - 4.1538.10^{-5}i$	$-2.4876.10^{-1} - 3.0952.10^{-2}i$	-3.8134	1.5649	0.19407
16	$-1.9624.10^{-3} - 3.1127.10^{-4}i$	$1.1593.10^{-2} - 9.1165.10^{-2}i$	-4.5200	-1.5642	-0.19399
17	$1.1554.10^{-4} + 1.8326.10^{-5}i$	$-3.5614.10^{-1} - 4.5027.10^{-2}i$	-5.1743	-1.5705	-0.19477
18	$5.6830.10^{-4} + 9.0142.10^{-5}i$	$-4.7606.10^{-2} + 3.7233.10^{-1}i$	-5.4829	-1.5731	-0.19510
19	$-1.4170.10^{-5} - 2.2475.10^{-6}i$	$-4.7606.10^{-2} + 3.7233.10^{-1}i$	-5.5740	-1.5687	-0.19454
20	$-5.2192.10^{-5} - 8.2785.10^{-6}i$	$2.4758.10^{-1} + 3.2034.10^{-2}i$	-5.5934	-1.5421	-0.19124
	$1.1554.10^{-4} + 1.8326.10^{-5}i$	$1.5617.10^{-2} - 1.2069.10^{-1}i$			
	$5.6830.10^{-4} + 9.0142.10^{-5}i$	$-4.4995.10^{-2} - 5.7187.10^{-3}i$			
	$-1.4170.10^{-5} - 2.2475.10^{-6}i$	$-1.6538.10^{-3} + 1.2792.10^{-2}i$			
	$-5.2192.10^{-5} - 8.2785.10^{-6}i$	$2.6961.10^{-3} + 4.2765.10^{-4}i$			

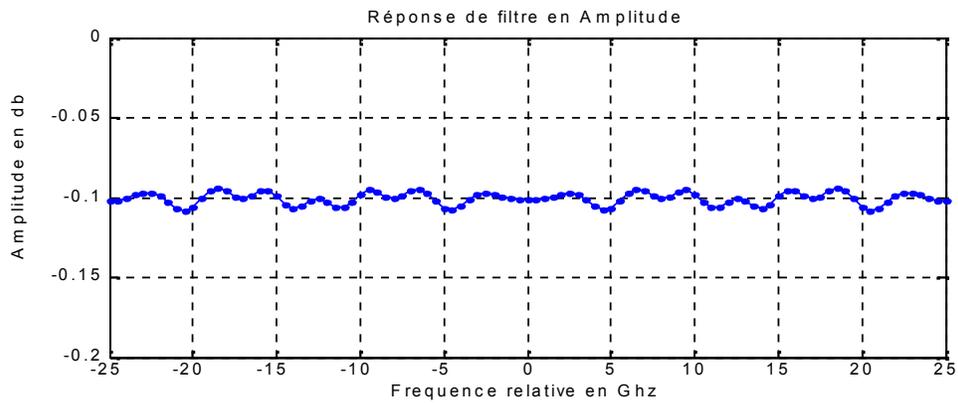


Figure 3.15 : réponse en amplitude

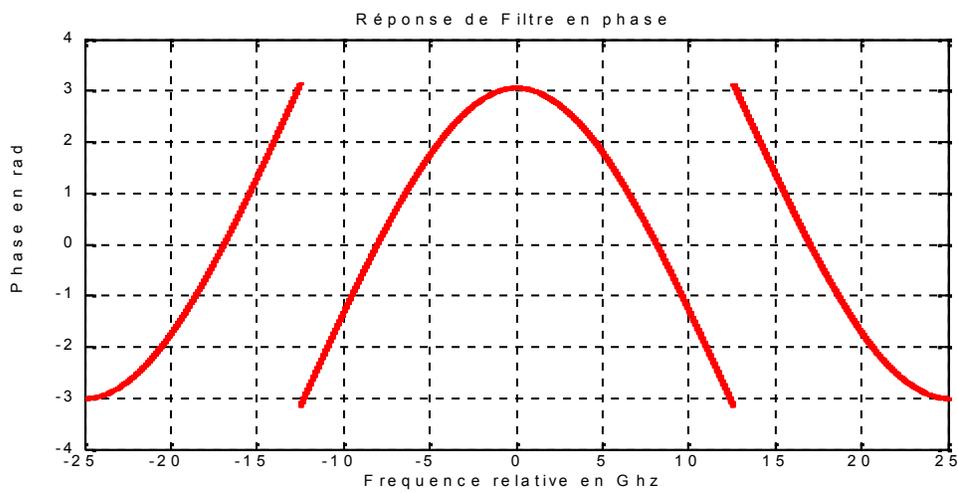


Figure 3.16 : réponse de la phase

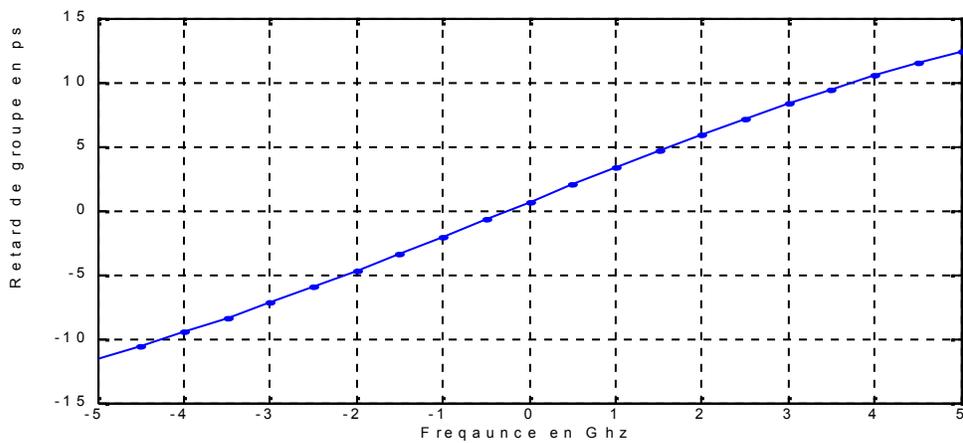
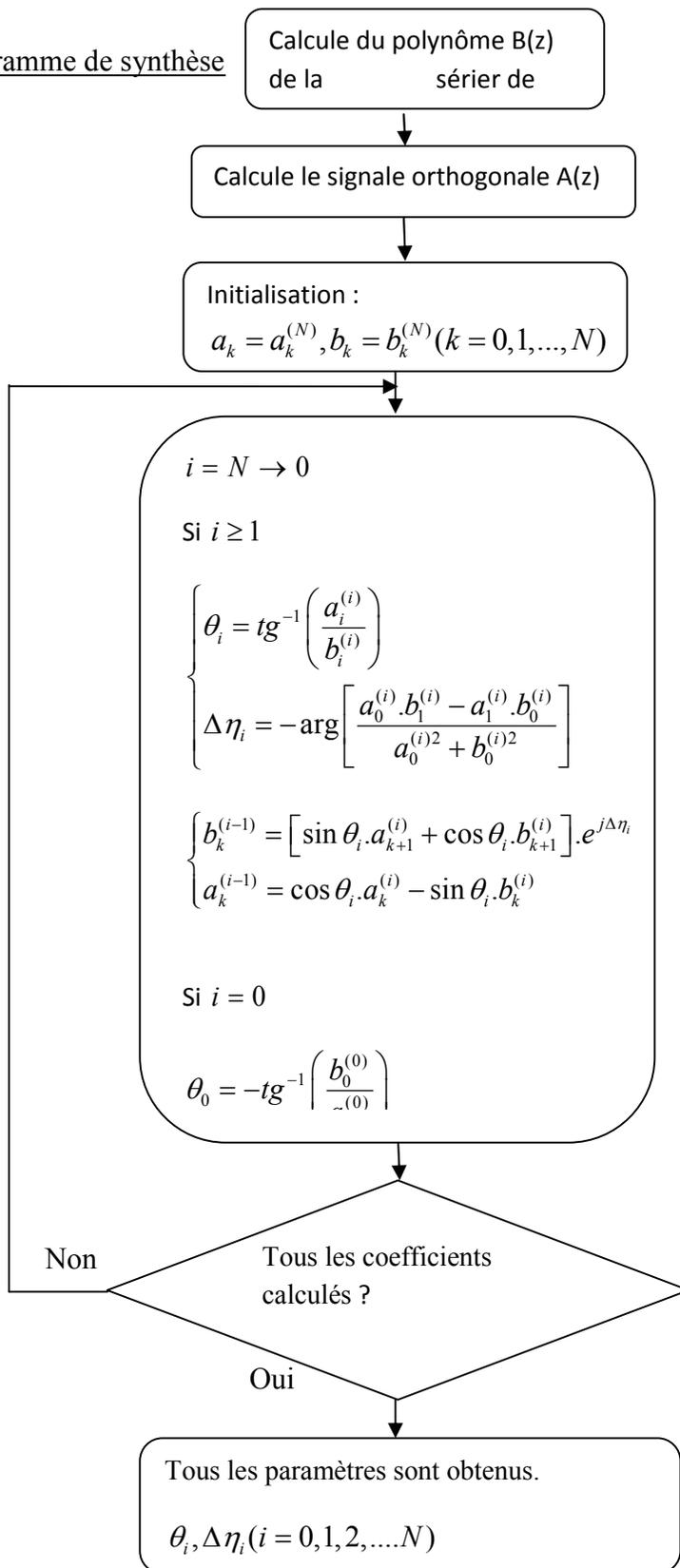


Figure 3.17 : retard de groupe

Organigramme de synthèse



### Conclusion

Nous avons présenté la synthèse d'un filtre biréfringent à gabarit prédéfini qui peut être réalisé par les méthodes habituelles de synthèse des filtre à réponse impulsionnel finie en jouant sur l'orientation des angles des lames constituant le filtre. Ainsi nous avons pu synthétiser un filtre utilisé comme compensateur de dispersion dont l'utilisation est indispensable dans un système de transmission à fibre optique.

Dans le quatrième chapitre on va étudier un bloqueur de longueur d'onde (WB) qui fournit aussi la fonctionnalité d'égalisation des niveaux.

## Chapitre 4 : Synthèse d'un Bloqueur de Longueur d'Onde (WB)

### 4.1 Le Wavelength Blocker (WB)

#### 4.1.1 Introduction

Plusieurs architectures d'implémentation de ROADMs ont été proposées, chacune optimisée pour un segment de réseau particulier pour répondre à une certaine exigence en trafic et en reconfigurabilité. Parmi ces architectures variées, l'architecture Broadcast & Select (B&S) est basée sur l'utilisation d'un bloqueur de longueurs d'onde (Wavelength Blocker, WB). Tous les canaux à l'entrée sont partiellement extraits au niveau d'un coupleur à l'entrée (Cf. figure 4.1). Les canaux à extraire peuvent être sélectionnés par la combinaison d'un coupleur diviseur de puissance  $1 \times N$ , où  $N$  représente le nombre de canaux du multiplex, et d'une batterie de filtres accordables. Par ailleurs, les canaux à insérer peuvent être sélectionnés par la combinaison d'un coupleur  $N \times 1$  et d'une batterie d'émetteurs accordables. Les canaux à insérer sont combinés avec les canaux "express" au niveau d'un coupleur en sortie. Dans cette architecture, le sous-système WB fournit à la fois la fonctionnalité d'égalisation des niveaux pour les canaux "express" et la fonctionnalité de blocage pour tout canal qui va être remplacé par un nouveau canal à insérer. Parmi les multiples approches pour implémenter un sous-système WB, la solution de l'optique en espace libre combine une partie de démultiplexage optique en espace libre et un réseau de pixels constituant le modulateur spatial de lumière qui peut être soit en technologie cristaux liquides, soit à base de matériaux composites polymère-cristal liquide (PDLC), soit des miroirs MEMS [8].

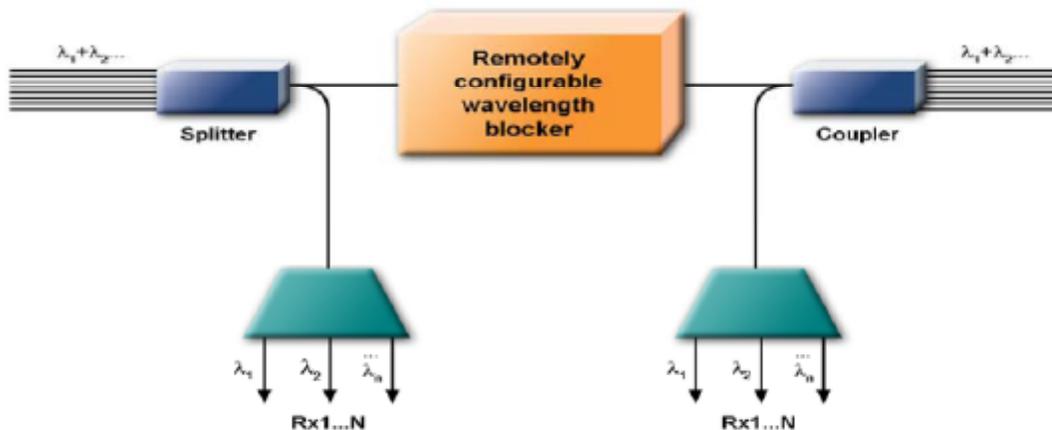


Figure 4.1 : Multiplexeur Optique à Insertion/Extraction Reconfigurable (ROADM) utilisant un Bloqueur de longueur d'onde dans une architecture Broadcast & Select.

Nous proposons l'étude d'une solution technologique alternative [8] pour réaliser un WB (qui fait aussi fonction d'égaliseur de niveaux des canaux) sans module de séparation spatiale des longueurs d'onde et qui est basée sur des filtres optiques biréfringents. Le choix de ce type de technologie est motivé par l'importance de la fonction de filtrage pour garantir les spécifications propres aux applications DWDM et CWDM. A ce titre, les filtres biréfringents offrent une grande flexibilité dans la synthèse des gabarits prédéfinis et ce en permettant une reconfiguration des paramètres caractéristiques de la fonction de filtrage.

La structure de base pour réaliser ce WB a été initialement proposée par Sharp et Birge et utilisée dans les dispositifs d'affichage [8]. Elle est composée de trois blocs qui traitent, respectivement, l'état de polarisation de la couleur rouge, verte et bleue. Chaque bloc est formé de trois parties. La partie 1 est un filtre de Šolc alterné constitué de  $N$  lames biréfringentes orientées à  $\pm\alpha$  tel que  $\alpha = \pi/8N$ . La partie 2 est constituée d'une cellule à cristaux liquides (LCC) qui assure la fonction de commutation ainsi que l'égalisation des niveaux correspondant aux couleurs contrôlées. La partie 3 est, dans un sens, le miroir de la partie 1 avec le même nombre de lames biréfringentes mais qui sont orientées à des angles  $\pm\alpha \pm 90^\circ$  après la LCC. Des détails supplémentaires concernant le principe de fonctionnement du dispositif de Sharp peuvent être trouvés dans la référence [8].

#### 4.1.2 Principe de Fonctionnement

##### ➤ Structure du dispositif

Sur la figure 4.2 nous avons montré le schéma de la structure du WB. Le dispositif est composé d'un polariseur d'entrée, de  $m$  blocs correspondant aux  $m$  canaux à traiter et d'un polariseur de sortie (analyseur). Chaque bloc, qui est optimisé pour manipuler un canal (ou longueur d'onde) prédéfini, est composé de trois parties comme décrit précédemment. Le nombre  $m$  de blocs ainsi que le nombre de lames biréfringentes par bloc dépendra de l'application réseau comme nous allons le voir en détail plus loin.

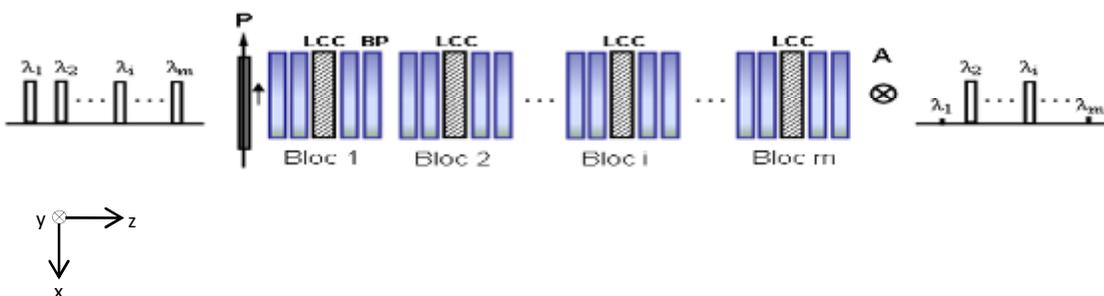


Figure 4. 2 : Structure du Bloqueur de longueur d'onde (WB) à  $m$  canaux utilisant un polariseur d'entrée (P). BP: Lame Biréfringente, LCC: Cellule à cristaux liquides, A: Polariseur de sortie (Analyseur).

➤ **Calcul de Jones appliqué à la structure**

En se référant à la figure ci-dessus (Figure 4-2), nous supposons que les axes  $x$  et  $y$  sont les axes fixes du laboratoire. Par conséquent, le vecteur de Jones  $E'$  de la vibration à la sortie de la structure est calculé en multipliant le vecteur de Jones  $E$  de la vibration incidente par la matrice de Jones  $M$  représentant le WB [8].

$$E' = P_R \cdot M \cdot P_F \cdot E \quad (4.1)$$

Tel que

$$E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, E' = \begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} \text{ et } M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

$P_F$  et  $P_R$  sont les matrices de Jones respectives du polariseur d'entrée et du polariseur de sortie telles que

$$P_F = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \text{ et } P_R = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

L'axe de transmission du polariseur d'entrée est parallèle à l'axe  $Ox$  du laboratoire et celui du polariseur de sortie est parallèle à l'axe  $Oy$ . La matrice de Jones  $M$  de l'empilement des lames biréfringentes est donnée par

$$M = M_m \cdots M_i \cdots M_2 \cdot M_1 \quad (4.4)$$

où

$$M_i = M_{C3}^i \cdot M_{LCC}^i \cdot M_{C1}^i \quad (4.5)$$

est la matrice de Jones du  $i^{\text{em}}$  bloc avec  $i = 1, 2, \dots, m$ .

$M_{LCC}^i$  est la matrice de Jones de la cellule à cristaux liquides (LCC) qui est placée de façon à ce que son axe optique fasse un angle de  $\pi/2$  par rapport à l'axe de transmission du polariseur d'entrée telle que

$$M_{LCC}^i = \begin{bmatrix} e^{-j\gamma_i/2} & 0 \\ 0 & e^{j\gamma_i/2} \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

où  $\gamma_i$  est le déphasage introduit entre les deux composantes orthogonales de l'onde traversant les axes principaux de la LCC.

$M_{C3}^i$  est la matrice de Jones de la partie 3 du bloc qui est le miroir de la partie 1, telle que

$$M_{C3}^i = \{R(-\alpha + \pi/2) \cdot J_N \cdot R(\alpha - \pi/2)\} \{R(\alpha - \pi/2) \cdot J_{N-1} \cdot R(-\alpha + \pi/2)\} \cdots \{R(\alpha - \pi/2) \cdot J_1 \cdot R(-\alpha + \pi/2)\} \quad (4.7)$$

et  $M_{C1}^i$  est la matrice de Jones de la partie 1 donnée par

$$M_{C1}^i = \{R(\alpha) \cdot J_N \cdot R(-\alpha)\} \{R(-\alpha) \cdot J_{N-1} \cdot R(\alpha)\} \cdots \{R(-\alpha) \cdot J_1 \cdot R(\alpha)\} \quad (4.8)$$

où R est la matrice de rotation du système de coordonnées d'un angle  $\Psi$  telle que

$$R(\Psi) = \begin{bmatrix} \cos \Psi & \sin \Psi \\ -\sin \Psi & \cos \Psi \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

et  $J_k$  avec  $k = 1, 2, \dots, N$ , est la matrice de Jones de la  $k^{\text{ème}}$  lame biréfringente donnée par

$$J_k = \begin{bmatrix} e^{-j\phi_k/2} & 0 \\ 0 & e^{j\phi_k/2} \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

où  $\phi_k$  est le déphasage introduit entre les deux composantes orthogonales de l'onde traversant les axes principaux de la lame biréfringente.

Après avoir calculé le produit matriciel et en tenant compte de la forme condensée de la matrice M donnée par l'équation (4.2), le faisceau en sortie est polarisé suivant l'axe y avec une amplitude du champ donnée par

$$E'_y = M_{21} \cdot E_x \quad (4.11)$$

Si le vecteur d'onde en entrée E est polarisé linéairement suivant l'axe x, alors la transmission totale du WB sera

$$T = |M_{21}|^2 \quad (4.12)$$

Il est à noter que lorsque le nombre de longueurs d'onde à manipuler devient important, la mathématique nécessaire pour une évaluation analytique de la transmission totale du WB devient de plus en plus lourde et compliquée, et le recours à un calcul numérique s'avère indispensable.

- L'égaliseur optique (Figure 4-3) traitant un seul canal optique est composé de deux lames biréfringentes (par sous bloc) en calcite ayant une biréfringence 0,156 à la longueur d'onde de fonctionnement 1.55  $\mu\text{m}$  séparées par une cellule à cristaux liquides d'épaisseur 7  $\mu\text{m}$  dont la biréfringence est contrôlée par une tension électrique variant de 10 à 42 Volts. L'ensemble est placé entre polariseur/analyseur croisés. La fonction de blocage/transmission et la fonction d'égalisation sont assurées par la cellule à cristaux liquides [8].

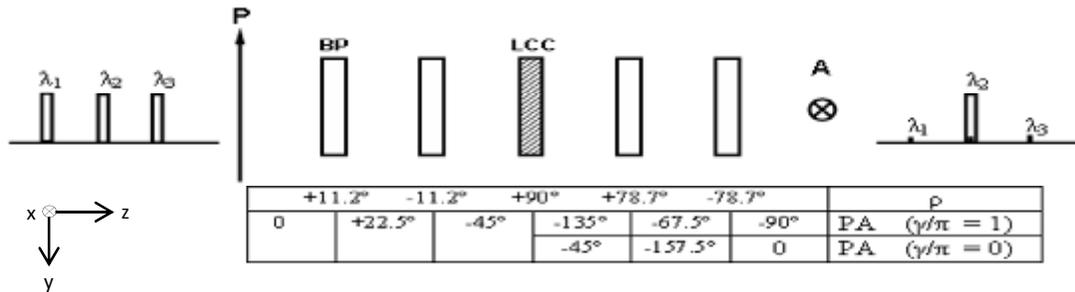


Figure 4.3 : Structure d'un seul bloc montrant l'évolution de l'azimut de la polarisation de la longueur d'onde  $\lambda_2 = 1,55 \mu\text{m}$ .  $\rho$ : azimut des éléments biréfringents, PA: azimut de la polarisation de la longueur d'onde  $\lambda_2$ .

Les lames biréfringentes et la LCC sont demi-onde à  $\lambda_2$ . Après avoir traversé le polariseur d'entrée, toutes les longueurs d'onde du multiplex ont un vecteur de polarisation à  $0^\circ$ . La partie 1 du bloc, qui est un filtre de Šolc alterné constitué de 2 lames biréfringentes orientées à  $\pm \alpha = \pm 11.2^\circ$ , fait tourner le vecteur de polarisation de la longueur d'onde  $\lambda_2$  de  $45^\circ$ . Si la LCC (partie 2), qui est placée au centre avec son axe optique orienté à  $90^\circ$ , est accordée de telle sorte qu'elle ne cause aucun déphasage ( $\gamma/\pi = 0$ ) alors le vecteur de polarisation (de la longueur d'onde  $\lambda_2$  attaque la partie 3 du WB sous un angle de  $-45^\circ$ . Dans ce cas, la partie 3 étant orthogonale (miroir) à la partie 1 et leurs effets optiques s'annulent mutuellement. Par conséquent, toutes les longueurs d'onde du multiplex sortent avec un vecteur de polarisation à  $0^\circ$  et sont complètement bloquées au niveau du polariseur de sortie. Par ailleurs, Si la LCC est accordée de telle sorte qu'elle devienne demi-onde à  $\lambda_2$  ( $\gamma/\pi = 1$ ), alors elle fait tourner le vecteur de polarisation de la longueur d'onde  $\lambda_2$  de  $90^\circ$  ce qui lui permet d'attaquer la partie 3 sous un angle de  $-135^\circ$ . Dans ce cas, la partie 1, la LCC et la partie 3 jouent ensemble le rôle d'un filtre de Šolc alterné complet. Alors, la longueur d'onde  $\lambda_2$  se trouve avec un vecteur de polarisation à  $-\pi/2$  et est complètement transmise au niveau du polariseur de sortie. Si maintenant la LCC est accordée pour avoir un déphasage intermédiaire ( $0 \leq \gamma/\pi \leq 1$ ), alors le vecteur de polarisation de la longueur d'onde  $\lambda_2$  n'est plus orienté à  $90^\circ$  et subit en conséquence

de l'atténuation au niveau du polariseur de sortie. Cependant, quel que soit l'état de la LCC, les deux autres longueurs d'onde, avec un vecteur de polarisation à  $0^\circ$ , excitent l'un de ces deux axes neutres (onde propre) et restent par conséquent non affectées et sont bloquées à 100% au niveau du polariseur de sortie (Cf. figure 4.4).

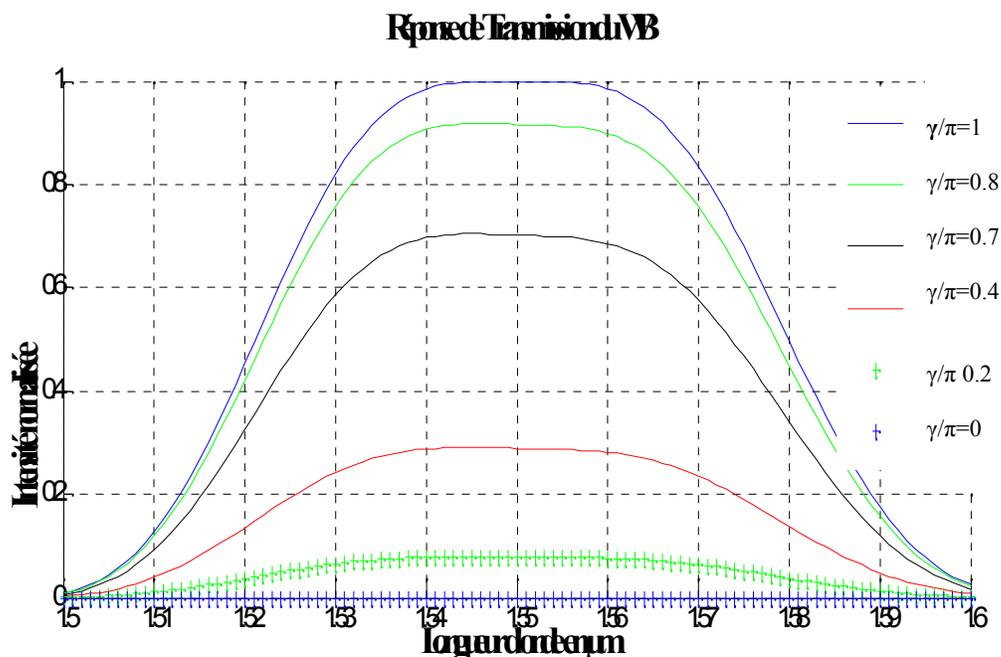


Figure 4.4 : Réponse de transmission pour différentes valeurs du déphasage normalisé ( $\gamma/\pi$ ) introduit par la cellule à cristaux liquides.

En résumé et comme nous pouvons le constater sur la figure 4.8, quand la cellule LCC est accordée pour être demi-onde à  $\lambda_2$  (état ON), la longueur d'onde  $\lambda_2$  est totalement transmise (courbe en trait plein), alors que quand elle est accordée de façon à introduire un déphasage nul (état OFF), la longueur d'onde  $\lambda_2$  est totalement bloquée (courbe en pointillés). Cependant, si la LCC est accordée pour avoir un état intermédiaire entre les états ON et OFF, alors la transmission de la longueur d'onde  $\lambda_2$  peut facilement être égalisée. Donc, ce bloc contrôle et manipule la longueur d'onde  $\lambda_2$  indépendamment de  $\lambda_1$  et  $\lambda_3$ .

## 4.2 Synthèse d'un WB traitant 1 seul canal

### 4.2.1 Choix des valeurs des paramètres opto-géométriques

Dans cette partie, nous allons concevoir un WB constituée d'un seul bloc optimisé pour la longueur d'onde  $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$ . En suivant la même démarche que celle donnée au § 4.1.2.3, les longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_3$  sont alors bloquées au niveau du polariseur de sortie. Le bloc est composé de 3

parties. La partie 1 est constituée d'une lame biréfringente orientée  $+ 22.5^\circ$ . La partie 2 est composée d'une cellule à cristaux liquides nématiques accordée pour être demi-onde à la longueur d'onde correspondante  $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$  (état ON). La partie 3 est composée d'une lame biréfringente identique à celle de la partie une mais qui est orientée à  $-67.5^\circ$ .

Le tableau (4.1) donne les valeurs des paramètres opto-géométriques des éléments biréfringents constituant le WB [8].

Tableau 4.1 : Valeurs des différents éléments constitutifs du WB à trois canaux

		Épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	Biréfringence	Azimut
Polariseur d'entrée		-	-	$0^\circ$
Bloc ( $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$ )	BP <sub>1</sub>	8895	$88 \times 10^{-4}$ (Quartz)	$+22.5^\circ$
	LCC	7	0.1106 (état ON)	$+ 90^\circ$
			0 (état OFF)	
BP <sub>1</sub>	8895	$88 \times 10^{-4}$ (Quartz)	$-67.5^\circ$	
Polariseur de sortie		-	-	$90^\circ$

Le nombre de lames biréfringentes détermine la largeur de bande (Full Width at Half-Maximum, FWHM) de la courbe de transmission du bloc. Si un WB est appelé à être utilisé comme sous-système dans un ROADM appartenant à un réseau DWDM, alors le nombre de canaux à traiter est élevé ( $\sim 100$  longueurs d'onde), l'espacement entre canaux est autour de 0,8 nm (100 GHz) ou moins (0,4 nm soit 50 GHz), et donc le nombre de lames biréfringentes nécessaires pour réaliser ce WB est extrêmement élevé. Par contre, si le WB est utilisé comme sous-système dans un ROADM appartenant à un réseau CWDM, alors la FWHM est autour de 12 nm avec un espacement entre canaux de 20 nm et un nombre de canaux à traiter faible (16 longueurs d'onde). Le nombre de lames biréfringentes nécessaires pour réaliser ce WB est dans ce cas considérablement réduit.

Pour les besoins de cette étude, notre choix d'utiliser une seule lame biréfringente dans chaque partie du bloc explique la valeur relativement élevée de la FWHM obtenue (environ 16 nm). Les

deux lames biréfringentes du bloc ont la même épaisseur de telle sorte que leur différence de marche optique (OPD) soit un multiple impair de  $\lambda_2/2$ . Par ailleurs, comme le bloc a une réponse en transmission périodique, alors la valeur de l'OPD doit être choisie de façon à garantir l'obtention d'un intervalle spectrale libre (ISL) plus large que l'occupation spectrale du multiplex contenant les canaux qui peuvent coexister avec  $\lambda_2$ . En plus, cette OPD doit permettre l'obtention des réponses en transmission où les positions des lobes secondaires les plus faibles correspondent aux longueurs d'onde non filtrées par le bloc.

D'autre part, nous avons utilisé, pour le besoin de la modélisation de l'égaliseur, les données expérimentales relatives aux cellules à cristaux liquides 'minces' de  $7\ \mu\text{m}$  d'épaisseur géométriques. Ces données ont servi comme entrées pour les fonctions de blocage et d'égalisation des canaux. La figure 4-5 illustre la variation mesurée de l'OPD (Différence de marche optique=épaisseur\*biréfringence) pour différentes valeurs de la tension appliquée VLCC où le point (P) correspond, à titre d'exemple, à l'état transmission ou la cellule à cristaux liquides est demi onde ( $\text{OPD}_2 = \lambda_2/2$ ) [8].

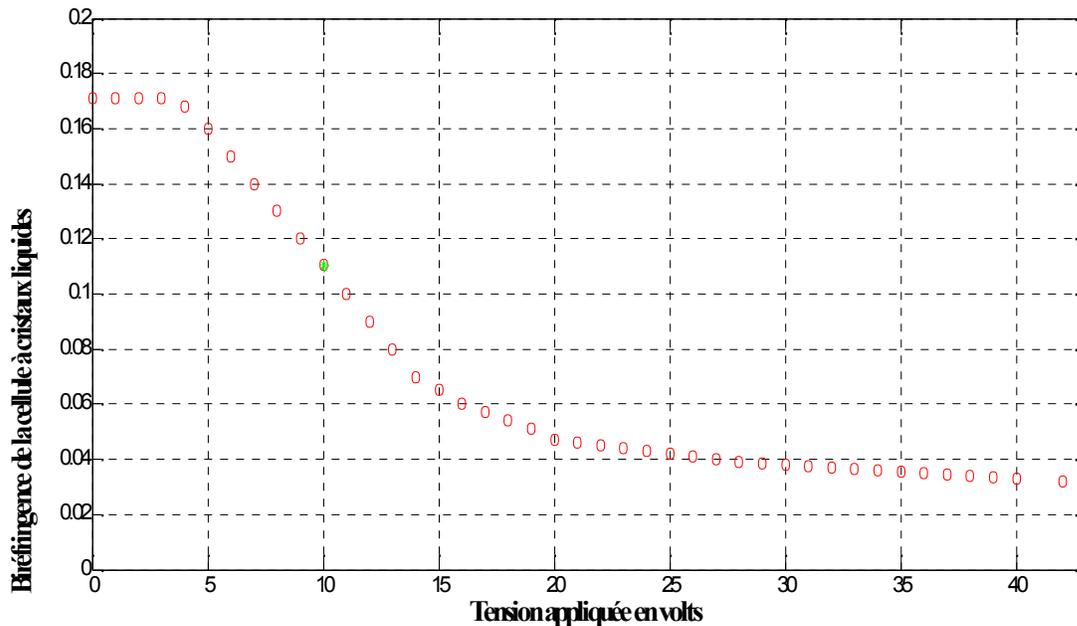


Figure 4.5 : Variation en fonction de la tension appliquée de la différence de marche optique (OPD) introduite par la cellule à cristaux liquides  
Point (P1): La LCC est accordée à l'état ON avec une  $\text{OPD} = \lambda_2/2$ .

Dans le mode de fonctionnement bloqueur de longueurs d'onde, la LCC est commutée entre les états ON et OFF. L'état ON est obtenu lorsque la cellule LCC est accordée pour avoir une OPD

multiple impaire de  $\lambda_2/2$  ou bien un déphasage normalisé  $\gamma/\pi = 1$  (point (P1) avec  $V_{LCC} = V_{min}$  sur la figure 4.5). Cependant, l'état OFF est obtenu lorsque la LCC a une OPD nulle ( $\gamma/\pi = 0$ ), et agit alors comme un milieu isotrope. Ceci est obtenue lorsque  $V_{LCC} \gg V_{min}$ .

### 4.2.2 Blocage, transmission et égalisation de longueur d'onde

La figure 4.6 montre la capacité de blocage/transmission de la longueur d'onde  $\lambda_2 = 1.55 \mu m$  quand la LCC est indépendamment commutée entre les états ON et OFF. Le mode blocage correspondant à l'état OFF ( $V_{LCC} = 42V$ ) de la cellule à cristaux liquides. Dans cet état, la LCC se comporte comme un milieu isotrope. La vibration lumineuse se trouve bloquée au niveau du polariseur de sortie. Pour le mode transmission correspondant à l'état ON de la LCC ( $V_{LCC} = 10V$ ), son OPD est exactement égale à  $\lambda_2/2$ . La vibration lumineuse a une polarisation parallèle à l'axe de transmission du polariseur de sortie et se trouve par conséquent totalement transmise.

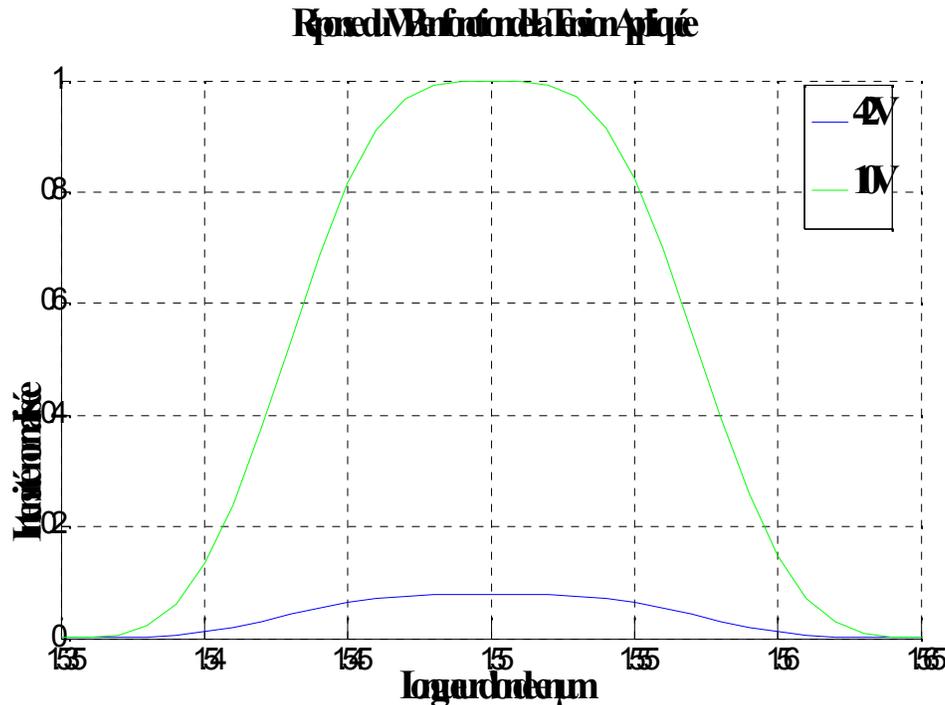


Figure 4.6 : Réponses de transmission du WB lorsque la LCC est à l'état ON avec une OPD =  $\lambda_2/2$  et à l'état OFF avec une OPD = 0. La longueur d'onde  $\lambda_2 = 1.55 \mu m$  est transmise/bloquée respectivement.

En revanche, si la LCC est continûment accordée pour être dans un état intermédiaire entre les états ON et OFF, alors le WB peut agir sur le niveau de la longueur d'onde  $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$ . Ceci permet d'atteindre et de réaliser n'importe quelle atténuation désirée. La figure 4.7 illustre cette capacité d'égalisation du WB pour la longueur d'onde  $\lambda_2$ .

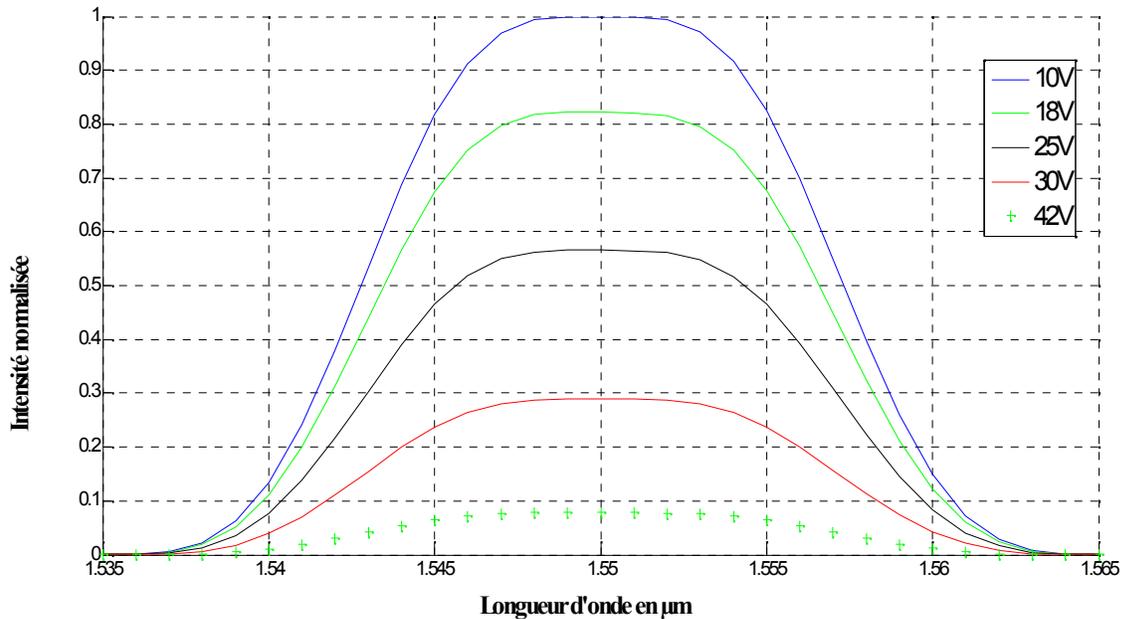


Figure 4. 7 : Réponse de transmission d'un WB quand la LCC est indépendamment accordées dans l'état ON et l'état OFF et dans des états intermédiaires, montrant les effets de blocage/transmission et d'égalisation.

Sur la figure 4.8 nous avons illustré l'évolution du maximum de la fonction de transmission du WB en fonction de la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides. Nous remarquons qu'à la tension  $V_{LCC} = 10\text{V}$  qui correspond à une OPD égale à  $\lambda_2/2$ , le maximum de transmission est à sa plus grande valeur ( $\sim 1$  en normalisée correspondant au mode transmission du WB). A mesure que la tension augmente, ce maximum prend des valeurs de plus en plus faibles. Il s'agit là du mode égalisation du WB. Lorsque la tension  $V_{LCC} = 42\text{V}$ , le maximum de transmission est quasiment nulle correspondant au mode blocage du WB.

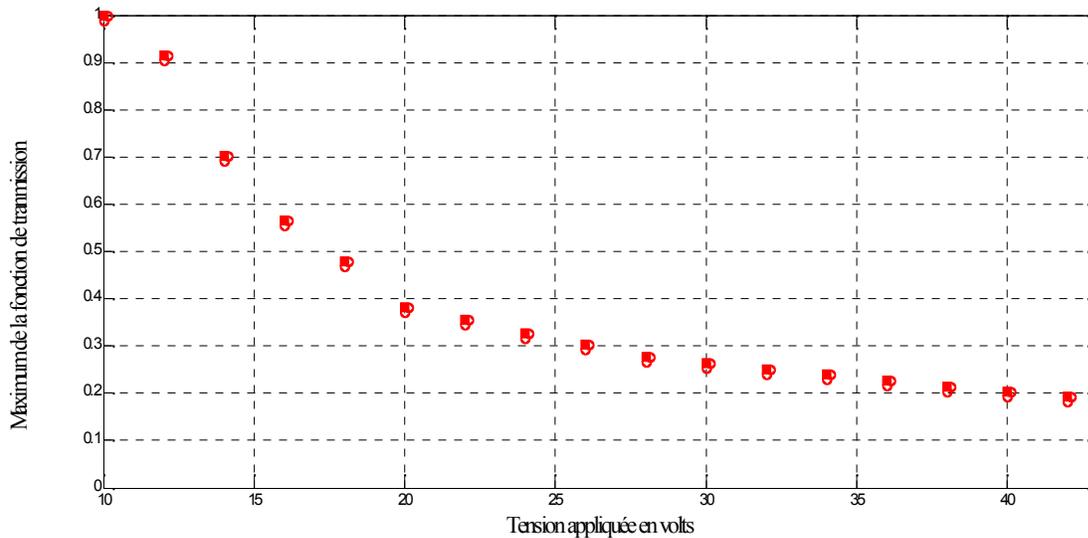


Figure 4. 8 : Réponse de transmission d'un WB quand la LCC est indépendamment accordées dans l'état ON et l'état OFF et dans des états intermédiaires, montrant les effets de blocage/transmission et d'égalisation.

### 4.3 Synthèse d'un WB traitant 3 canaux

Dans cette partie, nous avons simulé un égaliseur de trois canaux qui traite les longueurs d'ondes  $\lambda_1=1,51\mu\text{m}$ ,  $\lambda_2=1,55\mu\text{m}$  et  $\lambda_3=1,59\mu\text{m}$ . Il est composé de trois blocs dont chacun est constitué de  $2 \times 14$  lames biréfringentes ayant des épaisseurs de  $120.993\mu\text{m}$ ,  $124.198\mu\text{m}$ ,  $127.404\mu\text{m}$ , respectivement. Les lames biréfringentes constituant un bloc sont demi-ondes à la longueur d'onde traitée par ce bloc. Les lames à cristaux liquides des trois blocs sont identiques et composées de 3 parties.

La partie 1 de chaque bloc est constituée de 14 lames biréfringentes en calcite dont la biréfringence est  $0,156$  et sont orientées alternativement à  $\pm 1.6^\circ$ .

La partie 2 est composée d'une cellule à cristaux liquides nématique d'épaisseur géométrique  $7\mu\text{m}$  et orientée à  $(90^\circ)$ . Sa biréfringence varie en fonction de la tension appliquée.

La partie 3 possède le même nombre de lames biréfringentes comme pour la partie 1 mais sont orientées alternativement à  $\pm 88.4^\circ$ .

Les trois blocs sont placés entre un polariseur d'entrée avec un axe de transmission suivant (ox) et un analyseur de sortie dont l'axe de transmission est suivant (oy). Le vecteur incident est supposé suivant (ox).

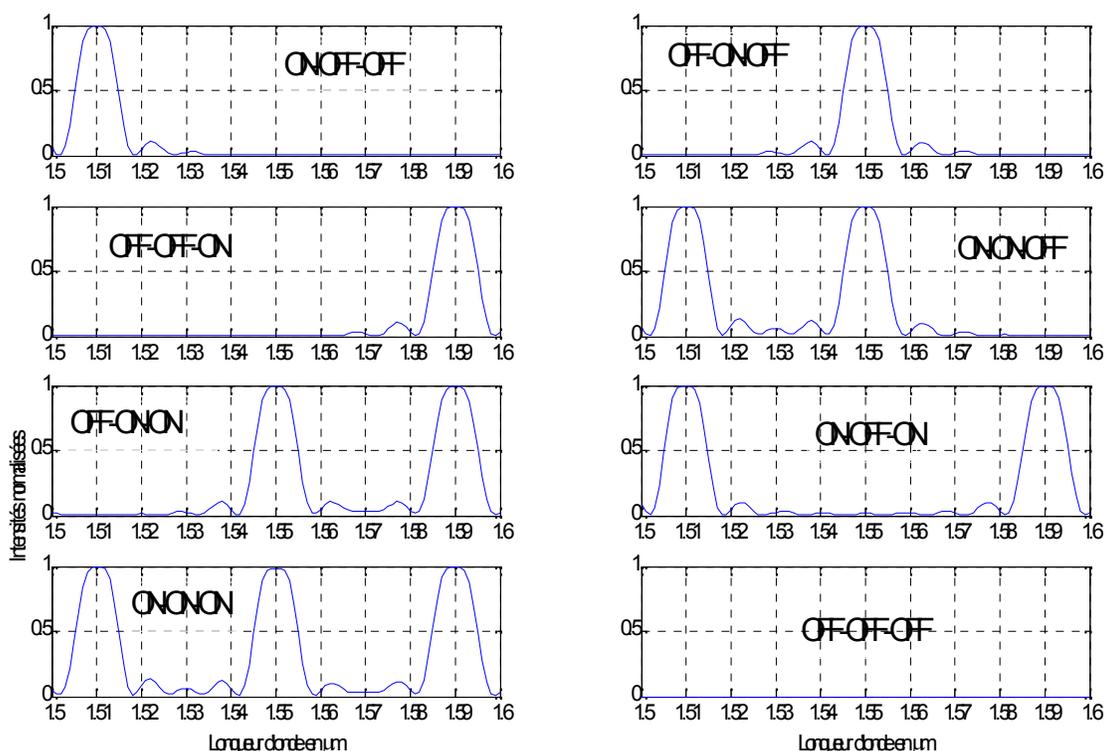


Figure 4-9 : Réponse de transmission montrant l'effet de blocage d'un égaliseur à trois canaux ( $\lambda_1=1,51\mu\text{m}$  /  $\lambda_2=1,55\mu\text{m}$  /  $\lambda_3=1,59\mu\text{m}$ )

Comme nous pouvons le constater sur la figure 4-9, le fait de disposer de trois LCC dans la structure nous a permis de réaliser huit différentes combinaisons relatives aux états allant de (ON, ON, ON) (ON correspond au cas de transmission totale) jusqu'à (OFF, OFF, OFF) (OFF correspond au cas de blocage). Ce degré de liberté représente une puissante caractéristique de reconfigurabilité de l'égaliseur qui permet le blocage ou la transmission de n'importe quelle longueur d'onde ou groupe de longueurs d'onde. Le résultat obtenu montre la capacité de blocage de l'égaliseur quand les trois LCC sont indépendamment commutées entre les états ON et OFF correspondant aux huit combinaisons possibles.

### 4.3.1 Limitations et performances du WB

Quand le WB est destiné à être utilisé dans une architecture Broadcast and Select pour bloquer la longueur d'onde d'un canal particulier, alors un nouveau canal avec la même longueur d'onde peut être ajouté après le filtre bloqueur en utilisant par exemple un coupleur (Cf. figure 4.1). Toute partie du canal infime soit elle qui n'a pu être bloquée par le dispositif peut alors inconvenablement interférer avec le nouveau canal ajouté. De plus, quand le WB est utilisé pour sélectionner et transmettre un canal particulier du multiplex, les canaux qui lui sont adjacents et qui ont des niveaux de lobes secondaires importants peuvent générer de la diaphotie responsable de la dégradation du

signal. Concevoir un WB dans lequel chaque bloc a une courbe de transmission qui présente des lobes secondaires faibles peut considérablement réduire cette diaphotie et garantir une isolation importante entre les canaux adjacents transmis, ce qui va permettre la cascabilité de plusieurs systèmes ROADM dans les réseaux longues distances.

Les lobes secondaires avec une amplitude faible sont obtenus par un choix judicieux de l'orientation des angles des lames biréfringentes constituant le WB. En fait, la relation entre les angles d'orientation et l'allure de la réponse de transmission du bloc correspondant est de du type Transformée de Fourier. Pour une structure biréfringente avec  $N$  lames d'égale épaisseur, les coefficients de la série de Fourier issus de la représentation de sa réponse spectrale ne sont que les  $N+1$  amplitudes également espacées de la réponse impulsionnelle obtenue à partir des  $N$  lames biréfringentes. Par conséquent, pour obtenir une réponse spectrale avec des lobes secondaires réduits, l'orientation des angles des lames biréfringentes peut être obtenue par une des techniques de synthèse des filtres optiques biréfringents [26]. Une réflexion est faite sur ce point et l'étude d'un égaliseur présentant une réponse spectrale ayant des lobes secondaires réduits se fera dans le cadre d'un travail de recherche future.

Par ailleurs, en tenant compte des considérations pratiques, il est possible que des erreurs entachent et affectent l'épaisseur des lames ou l'orientation des angles. La réponse spectrale est très sensible à la variation des paramètres opto-géométriques de la structure et un soin particulier doit être observé lors du processus de fabrication [27].

D'autre part, les pertes d'insertion du WB correspondent aux pertes introduites par l'empilement de l'ensemble des éléments biréfringents. Comme mentionné dans les paragraphes précédents, plus le nombre de canaux est élevé, plus le nombre de lames biréfringentes à utiliser est élevé et plus les pertes d'insertion du WB sont importantes. Ces pertes d'insertion sont principalement dues aux réflexions sur les interfaces des lames biréfringentes, les pertes du matériau constituant la cellule LCC (absorption et diffraction) et aux pertes de propagation des électrodes en Indium-Tin-Oxide (ITO). Elles peuvent considérablement être réduites par un traitement antireflet (AR) des facettes des lames.

#### 4.4 Conclusion

Nous avons étudié la faisabilité d'un bloqueur de longueur d'onde (WB) basé sur l'empilement de blocs d'éléments biréfringents. La fonction de blocage/transmission ainsi que la fonction d'égalisation sont assurées par le composant dynamique à cristaux liquides. L'étude d'un WB constitué d'un seul bloc optimisé pour traiter la longueur d'onde  $1.55 \mu\text{m}$  nous a permis de réaliser la fonction de blocage, transmission et égalisation de cette longueur d'onde en variant la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides. Aussi, nous avons étudié le cas d'un égaliseur optique traitant trois canaux et constitué de trois blocs contenant chacun 28 lames biréfringentes (en plus de la LCC) optimisées pour les trois longueurs d'ondes  $1.51 \mu\text{m}$ ,  $1.55 \mu\text{m}$ ,  $1.59 \mu\text{m}$ , respectivement.

## Conclusion Générale

Les progrès réalisés dans le domaine des télécommunications sont tellement importants et rapides, que les structures des systèmes de transmission connaissent de véritables bouleversements. C'est pourquoi il nous a paru intéressant de commencer ce mémoire par une description des différentes couches constituant les réseaux de télécommunications, ainsi que les différentes techniques employées. Nous avons ensuite décrit les différentes architectures des ROADMs qui représentent la solution de choix en permettant une connectivité élevée entre les différents secteurs et en offrant un degré de flexibilité des réseaux au niveau de la couche optique. Parmi les solutions les plus déployées actuellement, les ROADMs en architecture broadcast & select incorporent un sous-système bloqueur de longueur d'onde (WB).

Nous avons alors rappelé, dans un deuxième temps, les phénomènes physiques clés qui régissent la technique de filtrage basée sur la polarisation et exposé le modèle mathématique et physique pour les éléments biréfringents qui constituent le filtre y compris les cristaux liquides. L'analyse des deux configurations de base de cette famille de filtres, à savoir la configuration de Lyot et celle de Šolc nous a permis de conclure que la forme spécifique et particulière de leur gabarit spectral a relativement limité leur champ d'applications. Pour pallier à cet inconvénient, il nous a semblé utile de présenter une étude détaillée de la méthode de synthèse basée sur l'analyse temporelle, au sens traitement du signal, de la réponse impulsionnelle des filtres biréfringents permettant de réaliser des fonctions de transfert de formes quelconques. En effet, par un choix judicieux des angles d'orientation des lames biréfringentes, il est possible de synthétiser des filtres avec, par exemple, une "allure plate" dans la bande transmise et des valeurs de contraste préalablement fixées. L'algorithme de REMEZ exposé dans le chapitre 3 nous permet alors de synthétiser un filtre biréfringent passe bande avec les spécifications préalablement.

La technique de multiplexage en longueur d'onde (WDM), consistant à injecter simultanément dans la même fibre optique plusieurs signaux à des longueurs d'onde différentes, a permis dans les années 90 d'augmenter considérablement le débit des réseaux de télécommunications optiques. Ce progrès technique a été rendu possible grâce au contrôle des deux principaux effets pénalisants dans les transmissions longues distances à haut débit, l'atténuation linéique et la dispersion chromatique. L'amplificateur optique inséré dans la ligne permet de contrer les pertes en régénérant les signaux dans la bande spectrale allant de 1530 à 1565 nm appelée bande C. L'intérêt de cette plage réside dans le fait qu'elle correspond au minimum d'atténuation des fibres utilisées. Le compensateur de dispersion chromatique permet, quant à lui, de contrôler l'étalement temporel des signaux qui se propagent dans ces fibres. C'est dans ce cadre qu'on a choisi d'étudier un compensateur de dispersion où on a synthétisé comme exemple une fonction de dispersion de forme hyperbolique avec un écart de retard de groupe inférieur à 4 ps sur une largeur de bande de 10GHz en tolérant ainsi un cumul de dispersion allant jusqu'au 2003 ps/nm.

Dans le quatrième chapitre du manuscrit, nous avons étudié un égaliseur optique (WB) basé sur l'empilement de blocs d'éléments biréfringents. La fonction de blocage/transmission ainsi que la fonction d'égalisation sont assurées par les cellules à cristaux liquides. Un WB constitué d'un seul bloc optimisé pour traiter la longueur d'onde 1.55  $\mu\text{m}$  nous a permis de réaliser ces fonctions en variant la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides. Ce type de WB permet de bloquer/égaliser les longueurs d'onde sans pour autant les séparer spatialement.

**Annexe 1 : Méthode de calcul de  $D(w)$  à partir de  $|D(w)|^2$**

**Méthode de Pegis**

Soit le polynôme positif semi-fini suivant

$$|D(w)|^2 = A_0 + 2.A_1.Cos(aw) + \dots + 2.A_n.Cos(n.a.w) . \quad (A.1)$$

Il est possible de réécrire l'équation précédente sous la forme :

$$|D(w)|^2 = A_n.e^{jnaw} + A_{n-1}.e^{j(n-1)aw} + \dots + A_1.e^{jnw} + A_0 + A_1.e^{-jnw} + \dots + A_{n-1}.e^{-j(n-1)aw} + A_n.e^{-jnaw} \quad (A.2)$$

Il faut noter que les zéros de cette équation apparaissent en paires réciproques.

Cette même équation (2) peut être factorisée suivant :

$$|D(w)|^2 = (D_n.e^{jnaw} + D_{n-1}.e^{j(n-1)aw} + \dots + D_1.e^{jnw} + D_0) \cdot (D_0 + D_1.e^{-jnw} + \dots + D_{n-1}.e^{-j(n-1)aw} + D_n.e^{-jnaw}) \quad (A.3)$$

Les  $D_i$  ne sont pas uniques, mais plutôt il existe  $2^{n+1}$  ensembles possibles. Comme  $|D(w)|^2$  est toujours positif et pair, on peut l'écrire sous la forme :

$$|D(w)|^2 = D(w).D^*(w) \quad (A.4)$$

La comparaison de (3) avec (4), fait apparaître que (4) ne peut être satisfaite que si les  $D_i$  de l'équation (3) sont strictement Réels. Cependant au moins un ensemble *réel* de coefficients doit exister.

La méthode permettant d'obtenir les  $D_i$  est attribuée à *Pegis*. Elle sera exposée dans ce qui suit :

On part de l'expression de  $|D(w)|^2$  donnée par (1) et on forme l'équation :

$$A_n \cdot x^n + A_{n-1} \cdot x^{n-1} + \dots + A_1 \cdot x^1 + A_0 + A_1 \cdot x^{-1} + \dots + A_{n-1} \cdot x^{-(n-1)} + A_n \cdot x^{-n} = 0 \quad (A.5)$$

qu'il faudra mettre sous la forme :

$$B_n \cdot (x+x^{-1})^n + B_{n-1} \cdot (x+x^{-1})^{n-1} + \dots + B_1(x+x^{-1}) + B_0 = 0 \quad (A.6)$$

## Annexes

---

En effectuant le changement de variable suivant :

$$y = (x+x^{-1}) \tag{A.7}$$

L'équation (6) devient :

$$B_n \cdot y^n + B_{n-1} \cdot y^{n-1} + \dots + B_1 \cdot y^1 + B_0 = 0 \tag{A.8}$$

La résolution de cette équation donnera  $n$  racines notées :  $y_1, y_2, \dots, y_n$  et par l'utilisation de l'équation (7) pour tous les  $y_i$  on arrive à déterminer les paires réciproques de racines à savoir :

$$(x_1, 1/x_1) ; (x_2, 1/x_2) ; \dots ; (x_n, 1/x_n)$$

Ensuite, en prenant un seul membre de chaque paire, on construit tous les polynômes possibles ayant des coefficients  $d_i$  réels.

A titre d'exemple un polynôme possible pourra être le suivant :

$$\begin{aligned} &(x - x_1)(x - 1/x_2)(x - x_3) \dots (x - x_n) \\ &= x^n + d_{n-1} \cdot x^{n-1} + \dots + d_2 \cdot x^2 + d_1 \cdot x + d_0 \end{aligned} \tag{A.9}$$

Les coefficients  $D_i$  recherchés étant proportionnels aux  $d_i$  selon :

$$D_i = q \cdot d_i \tag{A.10}$$

où la quantité  $q$  vérifie l'équation :

$$q^2(d_0^2 + d_1^2 + \dots + d_n^2) = A_0 \tag{A.11}$$

**Note:** Le nombre d'ensembles  $D_i$  de réels dépend du nombre de racines complexes  $y_i$ . Si  $m$  est le nombre de racines  $y_i$  qui sont complexes, alors il existe  $2^{(n+1-m/2)}$  ensembles (de réels) possibles de  $D_i$

## Liste des Figures

### Chapitre 1

1.1 Architecture typique d'un réseau de Télécommunications	4
1.2 Réseau métropolitain structurant et réseau métropolitain d'accès	6
1.3 Le réseau local FFTx	8
1.4 Structure d'une fibre optique	8
1.5 Lois de propagation du signal dans une fibre optique	9
1.6 Propagation de la lumière dans une fibre multimode	9
1.7 Propagation de la lumière dans une fibre monomode	10
1.8 Profil d'une fibre monomode à saut d'indice	10
1.9 Pertes optiques dans une fibre standard	13
1.10 Courbes de dispersion de quelques fibres optiques	15
1.11 Effet de la dispersion chromatique : le signal qui se propage s'élargit	15
1.12 Architecture et Composants d'un système WDM	16
1.13 Configuration d'un amplificateur optique à fibre dopée à l'erbium avec Pompage optique	17
1.14 Un Wavelength Blocker	19
1.15 Wavelength Selective Switch" à base de MEMS	20
1.16 Wavelength Cross Connect" de 4 fibres de 2 canaux	20
1.17 Un ROADM avec un module WB	21
1.18 Deux réseaux en anneau reliés par un ROADM	22
1.19 Schéma d'un WSS-ROADM coloré	22
1.20 Schéma d'un "colorless-WSS-ROADM	23
1.21 Schéma d'un "colorless-WSS-ROADM" de degré 4	23
1.22 Schéma d'un ROADM à base de WXC	24

### Chapitre 2

2.1 Structure d'un cristal de chlorure de sodium Bleu : Na <sup>+</sup> 22 , Vert : Cl <sup>-</sup>	26
2.2 Structure cristalline du CaCo <sub>3</sub>	27
2.3 Biréfringence dans le cas d'un cristal uniaxe	27
2.4 Onde non polarisée	28
2.5 Polarisation linéaires dans le plan vertical et dans le plan horizontal	29
2.6 les trois cas de polarisations	29
2.7 Le Cristal liquide est une phase intermédiaire aux phases solide et liquide	30
2.8 A gauche : formules chimiques de deux types de CLN, le 5CB et le PAA. La forme allongée des molécules est caractéristique des cristaux liquides. A droite, la figure montre l'alignement global des molécules suivant le directeur.	31
2.9 Ellipsoïde des indices pour deux milieux biréfringents (uniaxe) positif et négatif	31
2.10 Transmission en fonction de la tension appliquée aux bornes d'une cellule TN. Il apparaît qu'il faut dépasser une tension seuil aux bornes des électrodes pour agir sur le cristal (source : Merck)	32
2.11 Principe d'ancrage des molécules de CL	33
2.12 Coupe d'une cellule bipolaire à cristal liquide nématique parallèle	33
2.13 conversion d'un faisceau présentant plusieurs polarisations en faisceau polarisé rectilignement par un polariseur à lames métalliques	34
2.14 Une lame demi-onde. La lumière entrante dans la lame peut être décomposée en deux polarisations perpendiculaires (en bleu et vert). A l'intérieur de la lame, la polarisation	

verte prend un retard par rapport à la bleue. La lumière en sortie est alors polarisée différemment	35
2.15 Ellipse de polarisation	37
2.16 Différents états de polarisation	37
2.17 Modification de l'état de polarisation	39
2.18 lame biréfringente placée perpendiculairement à l'axe de propagation Oz. Les axes lent et rapide de lame font l'angle $\theta$ avec les axes Ox et Oy du repère du laboratoire	39
2.19 bande passante à -3Db	42
2.20 caractéristiques de sélection de base d'un filtre	42
2.21 Filtre de Lyot à n étages	43
2.22 Filtre de Lyot à un seul étage	43
2.23 Composition de la réponse du filtre de Lyot 1-3-5 étages	44
2.24 Réponse du filtre de LYOT	46
2.25 Filtre de Solc alterné (haut) et en éventail (bas) constitué de N lames ( $N = 4$ )	47
2.26 Réponse du Filtre de Solc a-Eventail b- Alterné	48
2.27 Réponse du Filtre de Solc (FSR)	49
2.28 Réponse impulsionnelle d'un système à une seule lame	50
2.29 Réponse impulsionnelle d'un système à deux lames	50
2.30 Réponse impulsionnelle d'un système à plusieurs lames	51

## Chapitre 3

3.1 La réponse impulsionnelle et la fonction de transfert correspondante d'un réseau dont la réponse impulsionnelle est $g(t)$ dans (a), et $g(t)$ échantillonnée dans (b)	54
3.2 Cas 1 : réponse impulsionnelle symétrique et symétrie impaire	58
3.3 Cas 2 : réponse impulsionnelle symétrique et symétrie paire	58
3.4 Réponse impulsionnelle antisymétrique et symétrie impaire	59
3.5 Réponse impulsionnelle antisymétrique et symétrie paire	59
3.6 Organigramme de conception de filtre de PARKS-Mc CLELLAN à l'aide de méthode Remez	63
3.7 Organigramme de l'algorithme d'échange de Remez	64
3.8 Filtre Biréfringent	65
3.9 Réponse spectrale idéal d'un filtre passe bas	74
3.10 Approximation par REMEZ du filtre idéal 14 lames (pointiée)	74
3.11 Réponse spectrale désiré	76
3.12 Configuration d'un égaliseur de 4 lames	78
3.13 Diagramme de la section i de l'égaliseur	79
3.14 Réponse en phase	88
3.15 Réponse en amplitude	88
3.16 Retard de groupe	88
3.17 Organigramme de synthèse	89

## Chapitre 4

4.1 Multiplexeur Optique à Insertion/Extraction Reconfigurable (ROADM) utilisant un Bloqueur de longueur d'onde dans une architecture Broadcast & Select	91
4.2 Structure du Bloqueur de longueur d'onde (WB) à m canaux utilisant un polariseur d'entrée (P). BP: Lame Biréfringente, LCC: Cellule à cristaux liquides, A: Polariseur de sortie (Analyseur)	92

4.3 Structure d'un seul bloc montrant l'évolution de l'azimut de la polarisation de la longueur d'onde $\lambda_2 = 1,55 \mu\text{m}$ . $\rho$ : azimut des éléments biréfringents, PA	95
4.4 Réponse de transmission pour différentes valeur du déphasage normalisé ( $\gamma/\pi$ ) introduit par la cellule à cristaux liquides	96
4.5 Variation en fonction de la tension appliquée de la différence de marche optique (OPD) introduite par la cellule à cristaux liquides Point (P1): La LCC est accordée à l'état ON avec une OPD = $\lambda_2/2$	98
4.6 Réponses de transmission du WB lorsque la LCC est à l'état ON avec une OPD = $\lambda_2/2$ et à l'état OFF avec une OPD = 0. La longueur d'onde $\lambda_2 = 1,55 \mu\text{m}$ est transmise/bloquée respectivement	99
4.7 Réponse de transmission d'un WB quand la LCC est indépendamment accordées dans l'état ON et l'état OFF et dans des états intermédiaires, montrant les effets de blocage/transmission et d'égalisation	100
4.8 Réponse de transmission d'un WB quand la LCC est indépendamment accordées dans l'état ON et l'état OFF et dans des états intermédiaires, montrant les effets de blocage/transmission et d'égalisation	101
4.9 Réponse de transmission montrant l'effet de blocage d'un égaliseur à trois canaux ( $\lambda_1=1,51\mu\text{m}/\lambda_2=1,55\mu\text{m} / \lambda_3=1,59\mu\text{m}$ )	102

## Table des Acronymes et Abréviations

Acronymes	Signification Anglaise	Traduction Française
A	Analyser	Analyseur
ASE	Amplified Spontaneous Emission	Emission spontanée amplifiée
BP	Birefringent plate	Lame biréfringente
C	Conventional Band	Bande conventionnelle
CWDM	Coarse WDM	WDM grossier
$\delta\lambda$	Tuning range	Plage de longueur d'ondes pouvant être adressée par l'effet d'accord
$\delta n$	Birefringence	biréfringence
DEMUX	Demultiplexer	Démultiplexeur
DWDM	Dense DWM	DWM dense
E	Electric field	Champ électrique
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier	Amplificateur à fibre dopée à l'erbium
F	Finesse	Finesse
FSR	Free Spectral Range	Intervalle Spectrale Libre
FWHM	Full Width at Half Maximum	Bande passante à mi-hauteur de la courbe de transmission du filtre
ICS	InterChannel Spacing	Espacement entre les canaux transmis
ITU-T	International Telecommunication Unite	Unité internationale de télécommunication
L	Long wavelengths Band	Bande des longues longueurs d'onde
LB	Birefringent plate	Lame Biréfringente
LAN	Local Area Network	Réseau local
Laser	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation	Lumière amplifiée par émission stimulée des radiations
LCC	Liquid crystal Cell	Cellule à cristaux liquides
MAN	Metropolitan Area Network	Réseau métropolitain
MEMS	Micro-Electro- Mechanical-System	Système Micro électro mécanique
MUX	Multiplexer	Multiplexeur
N	The number of birefringent plates	Le nombre de lames biréfringentes
n	Refractive index	Indice de réfraction
$n_1$	Refractive index of medium 1	Indice de réfraction du milieu 1
$n_2$	Refractive index of medium 2	Indice de réfraction du milieu 2

Table des Acronymes et Abréviations

		2
OADM	Optical Add-Drop Multiplexers	Multiplexeurs optiques à insertion/extraction
OPD	Optical Path Difference	Différence de marche optique
OSA	Optical Spectrum Analyser	Analyseur de spectre optique
OXC	Optical Cross-Connect	Commutateur optique
P	Polarizer	Polariseur
PBS	Polarization Beam Splitter	Cube séparateur de polarisation
PIF	Polarization Interference Filter	Filtre à interférences en polarisation
ROADM	Reconfigurable OADM	OADM Reconfigurable
S	Short wavelengths Band	Bande courte
SDH	Synchronous Digital Hierarchy	Hiérarchie numérique synchrone
SONET	Synchronous Optical Network	Réseau optique synchrone
$\tau$	Switching time	Temps de commutation entre canaux
WAN	Wide Area Network	Réseau long distance
WB	Wavelength Blocker	Bloqueur de longueurs d'onde
WDM	Wavelength Division Multiplexing	Multiplexage en longueur d'onde
WSS	Wavelength Selective Switch	Commutateur sélectif en longueurs d'onde
$\lambda$	Length of wave	Longueur d'onde centrale du filtre
$\Delta$	Optical path difference	Différence de marche optique
$\Delta t$	The time of delay	Le temps de retard
$\Delta\lambda$ (FWHM)	Spectral width	Largeur spectrale

## Bibliographies

- [1] GUY Pujolle, Les Reseaux, chap.2 : Les réseaux Numériques, Eyrolles, 2008
- [2] GOVIND P. AGRAWAL, Applications of Nonlinear Fiber Optics, University of Rochester, Rochester, New York 2001
- [3] N. M. SAAD, 'Contribution à l'étude de l'application de la technique CDMA aux systèmes de transmission optique, *thèse en télécommunications des hautes fréquences et optiques*, université de Limoges, 2005.
- [4] Les Fibres optiques, *Dossier technique*, Thème d'autonomie 1999.
- [5] Michel Henry, Technique de l'ingénieur : Activité Optique R 6470
- [6] Nicolas FRAVAL, Composants à cristaux liquides nématiques adressés par électrodes résistives en polymère conducteur et applications, Thèse doctorat 2010, l'école nationale supérieure des télécommunications de Bretagne.
- [7] Serge Huard: Polarisation de la lumière, Ed Masson, 1994
- [8] Hamdi Rachid, Filtres en polarisation dédiés aux applications insertion/extraction optiques reconfigurables, Thèse doctorat 2008, Université 8mai 45 Guelma
- [9] R.C. JONES, "A new calculus for the treatment of optical systems", J.O.S.A., vol. 31, 488-493 (1941); vol. 31, 493-499 (1941); vol. 31, 500-503 (1941); vol. 32, 486-493 (1942); vol. 37, 107-110 (1947); vol. 37, 110-112 (1947); vol. 38, 671-684 (1948); vol. 46, 126-131 (1956).
- [10] Irène et Michel Joindot sur les télécommunications par fibre optique, Edition Dunod
- [11] Claude Servin sur Réseaux et Télécoms
- [12] S. E. Harris et al., "Optical Network synthesis Using Birefringent Crystals.\* I. Synthesis of Lossless Network of Equal-Length Crystals", Journal of the Optical Society of America, Vol 54, N° 10, 1964.
- [13] A. Yariv & P. Yeh, "Optical waves in crystals", John Wiley & Sons Edition, 1984.
- [14] B. E. Benkelfat, Q. Zou et B. Vinouze, " Filtre hybride à base de cristaux liquide accordable en longueur d'onde pour la transmission WDM", Proceedings of CISTEMA '03, Tlemcen- Algérie, pp 278-280, Sep 2003.
- [15] Lawrence R. Rabiner, Bernard Gold, " Theory and Application of Digital Signal Processing," PRENTICE-HALL, INC. 1975.
- [16] J. H. McClellan, T. W. Parks, and L. R. Rabiner, " A Computer Program for Designing Optimum FIR Linear Phase Digital Filters," IEEE Trans. Audio Electroacoust., vol. AU-21, pp. 506-526, Dec. 1973.
- [17] T. W. Parks and C. S. Burrus, *Digital Filter Design*, Wiley, New York, 1987.
- [18] R. J. Pegis, "An exact design method for multilayer dielectric films," J. Opt. Soc. Am. **51**, 1255-1264 1961.

- [19] Rui Hong Chu and Graham Town, Birefringent filter synthesis by use of a digital filter design algorithm, 3412 APPLIED OPTICS \_ Vol. 41, No. 17 \_ 10 June 2002
- [20] R.H. Chu, G.E. Town, Synthesis of birefringent equalizing filters for WDM dispersion compensation / Optics Communications 214 (2002) 147–154
- [21] M.I. Hayee, A.E. Willner, IEEE Photon. Technol. Lett. 9 (1997) 1271.
- [22] T.N. Nielsen, B.J. Eggleton, J.A. Rogers, P.S. Westbrook, P.B. Hansen, T.A. Strasser, IEEE Photon. Technol. Lett. 12 (2000) 173.
- [23] F. Ouellette, Opt. Lett. 12 (1987) 847.
- [24] R.H. Chu, G.E. Town, Appl. Opt. 41 (2002) 3412.
- [25] K. Jinguji, M. Kawachi, IEEE J. Lightwave Technol. 13 (1995) 73
- [26] B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, R. Hamdi, and M. Cheikhbled, "Continuously tunable single-frequency fiber laser based on novel hybrid Solc filter", in Photonic Materials, Devices, and Applications; Proc. of SPIE, vol. 5840, pp. 774-780, 2005.
- [27] Badr-Eddine Benkelfat, Qin Zou, and Bruno Vinouze, "Low Voltage Continuous Tunable Hybrid filter for Tailored Optical-Bandwidth Operation", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 16, no. 4, pp. 1098-1100, 2004.