

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITÉ 08 MAI 1945 GUELMA  
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE L'INGÉNIERIE  
DÉPARTEMENT DU GÉNIE ÉLECTRIQUE

# THÈSE

Présentée pour obtenir le diplôme de

**Doctorat en Sciences**

Par

**Rachid HAMDI**

**Filtres en polarisation dédiés aux applications  
insertion/extraction optiques reconfigurables**

Soutenue le .....29 Juin 2008..... devant le jury composé de :

<b>Président :</b>	<b>Mohamed NEMAMCHA</b>	<b>Professeur, Université 08 mai 1945 Guelma</b>
<b>Rapporteurs :</b>	<b>Malek BENSLAMA</b>	<b>Professeur, Université Mentouri Constantine</b>
	<b>Badr-Eddine BENKELFAT</b>	<b>Professeur, Institut TELECOM; TELECOM &amp; Management SudParis, Evry, France</b>
<b>Examineurs :</b>	<b>Athmen MEDDOUR</b>	<b>Professeur, Université 08 mai 1945 Guelma</b>
	<b>Nouredine DOGHMENE</b>	<b>Professeur, Université Badji Mokhtar Annaba</b>
	<b>Djamel BENATIA</b>	<b>Professeur, Université de Batna</b>











*À mes chers enfants*

*Abderrahmen & Abdennour*



## **Remerciements**

*Avant toute chose j'aimerais m'adresser à celui qui mérite toutes les louanges et tous les remerciements, à celui qui a dit "Dieu vous fait sortir des entrailles de vos mères, privés de toute connaissance ; puis Il vous donne l'ouï, la vue et l'intelligence, afin que vous soyez reconnaissants" (Sourate l'Abeille, verset 81, « Le Coran », Traduction de Kasimirski, édition GF Flammarion). A toi mon Seigneur j'exprime ma profonde reconnaissance et mes vifs remerciements.*

*J'aimerais ensuite remercier les gens qui ont contribué d'une manière ou d'une autre à mon travail de thèse. Si on remonte à mon enfance, mon père qui nous a quitté, ma mère, mes frères et mes sœurs n'ont cessé de m'encourager par leur soutien au quotidien, leur amour et leur sacrifice. A tous je dis merci infiniment. Puis vient la scolarité où j'ai eu l'occasion d'apprendre les sciences grâce à une succession de professeurs qui ont donné un cadre à mon goût naturel pour les phénomènes physiques en général. Je tiens ici à les remercier tous sans exception. Ensuite arrive la période universitaire. J'exprime ma gratitude envers l'ensemble des enseignants du cycle Tronc Commun de Technologie de l'Université de Guelma alors Centre Universitaire, les enseignants de l'Institut des Télécommunications d'Oran et plus particulièrement messieurs Benyettou, Souag et Nguyen Qoc Treng, et les enseignants du département d'Electronique de l'Université de Constantine en particulier messieurs Riabi et Benslama. En ce qui concerne la thèse de doctorat, j'exprime mes sincères remerciements à Malek Benslama pour m'avoir reçu en directeur de thèse. J'ai toujours apprécié sa motivation, sa modestie, ses encouragements et sa disponibilité. Je me tourne ensuite vers la personne qui a sans doute assidûment suivi mes travaux de recherche. Je tiens à remercier grandement Badr-Eddine Benkelfat pour son aide à mon intégration dans l'étude des filtres optiques biréfringents au sein du département Electronique et Physique de TELECOM SudParis (ex- INT d'Evry). Ton écoute et ton calme m'ont permis de travailler dans les meilleures conditions. J'ai beaucoup appris à tes côtés pour la concrétisation des idées, la présentation des résultats, l'écriture des publications et en somme la formation par la recherche. Je voudrai aussi remercier Qin Zou, Yann Frignac et Yaneck Gottesman pour leur disponibilité permanente, leurs encouragements et leur patience à répondre à mes questions. Je m'adresse à présent à Bruno Vinouze de l'ENST de Bretagne en le remerciant vivement pour la fabrication des cellules à cristaux liquides dont j'avais besoin et pour les discussions utiles et fructueuses que l'on a eu durant mon séjour en France.*

*Je tiens à adresser tout particulièrement mes vifs remerciements envers ma femme Ahlem qui, tout en m'encourageant, a difficilement supporté mon absence et a connu, seule, des moments difficiles et ce depuis déjà plusieurs années. Chère femme je te dédie entièrement ce travail.*

*Mes remerciements vont aussi à tous mes amis algériens (Rezak, Hocine, Badji, Frihi, Boukharouba, Boumakb, Farid, Omar, Abdennour, Toufik, Hichem...), mes amis étrangers en particulier les libanais (Roger, Robert, Georges, Cherbel, Chadi, Ihsane, Bassem, Khalil...), les tunisiens (Abid, Chadli, Amel, Charf, Sinda, Mabrane, Sondes...), les français (Alain, Khouan...)*

*et les marocains (Hassan, Boutabia, Kamel...), aux collègues que j'ai côtoyés chez Algérie Télécoms (Benkirat, Hamza, Belgacem...) et à mes collègues de l'Université de Guelma en particulier Salah Redadaa, Abcene Boualleg, Abdelhak Boukharouba et Abcene Lemzadmi. Je remercie aussi l'Agence Universitaire de la Francophonie (AUF) qui a accepté de supporter financièrement cette thèse.*

*Pour terminer, je remercie sincèrement les membres du jury pour leur disponibilité à juger de mes recherches en thèse, Mohammed Nemamcha, Malek Benslama, Badr-Eddine Benkelfat, Athmen Meddour, Noureddine Doghmene et Djamel Benatia.*





## مرشحات مستقطبة مكرسة لتطبيقات إضافة/إقتطاف ضوئي مضبطة

### ملخص:

تطور الشبكات الضوئية نحو أشكال أكثر تشابك أدى إلى الحاجة إلى تصميم أنظمة إضافة/إقتطاف ضوئي مضبطة (ROADM) و إستعمالها كعقد توجيه. تعقيد تصميم هذه الأجهزة لها تأثير مباشر على تكلفة التصنيع. الهدف من هذه الأطروحة هو إقتراح حل منخفض التكلفة و قابل للتضبيب. إختارنا تكنولوجيا البلور السائل المرتبطة بالمرشحات المستقطبة لتحقيق و إنجاز مانع لأطوال الموجات مضبط (WB) مستعمل كنظام فرعي في أنظمة RAODM. هذه التكنولوجيا بسيطة و ناضجة و تحتاج إلى فولطية قليلة نسبيا (بضع فولطات). و بما أن وظيفة الترشيح تعد من السمات الرئيسية التي تميز أي نظام فرعي مانع لأطوال الموجات ، أثبتنا ان البلور السائل و اللوحات المستقطبة يمكننا من ضبط طول الموجة المركزية ، عرض الموجة و شكل إستجابة المرشحات المستقطبة. كل هذه الخصائص مكنتنا من تصميم اجهزة ضوئية مكرسة لتطبيقات WDM المرنة ،ثم إننا قمنا بإختبار جدوى تصميم مانع لأطوال الموجات مضبط و كذا مبدل ضوئي لأطوال الموجات 2\*1 بإعتماد مرشحات مستقطبة هجينة .

### الكلمات الرئيسية

شبكة ضوئية ،نظام متعدد إرسال إضافة/إقتطاف ضوئي مضبط ،مانع أطوال الموجات ،مبدل ضوئي ، مرشح مستقطب ،لوحة مستقطبة ،بلور سائل.



Résumé :

L'évolution des réseaux optiques en architecture de plus en plus maillée a entraîné le besoin de concevoir et de déployer, comme nœuds de routage, des multiplexeurs optiques à insertion/extraction reconfigurables (ROADM). La complexité de la conception de tels dispositifs se répercute directement sur leur coût de fabrication. C'est dans ce contexte que s'inscrivent les travaux de recherche réalisés dans le cadre de cette thèse. La solution que nous avons choisie consiste en l'utilisation de la technologie cristaux liquides associée aux filtres en polarisation pour réaliser un bloqueur de longueurs d'onde (WB) accordable utilisé comme sous système dans le ROADM. Ce choix s'explique par le fait que cette technologie est simple et mature, et les tensions de commande mises en jeu sont relativement faibles (quelques Volts). Comme la fonction de filtrage est un élément clé qui caractérise tout sous-système WB, nous avons démontré qu'avec les cellules à cristaux liquides et les lames biréfringentes nous sommes capables de reconfigurer la longueur d'onde centrale, la bande passante et la forme de la fonction de transmission de ces filtres biréfringents. Toutes ces fonctionnalités nous ont alors permis de concevoir des dispositifs optiques dédiés aux applications WDM dynamiques. Nous avons alors testé la faisabilité d'un WB et d'un commutateur optique 1x2 accordables en longueurs d'onde basés sur des filtres hybrides à cristaux liquides.

Mots-clefs

Réseau optique, multiplexeur optique à insertion/extraction reconfigurable, bloqueur de longueurs d'onde, commutateur optique, filtre en polarisation, lame biréfringente, cristaux liquides



## *Polarization filters dedicated to reconfigurable optical add/drop applications*

### Abstract:

The evolution of the optical network to meshed architecture led to the need to design and deploy reconfigurable optical add/drop multiplexers (ROADM) as routing nodes. The design complexity of such devices has a direct impact on their manufacturing cost. The aim of this thesis is to propose a low cost fully reconfigurable solution. We have chosen liquid crystal technology associated with polarization filters to achieve a tunable wavelength blocker (WB) used as a ROADM subsystem. This technology is simple and mature, and tuning voltages needed are relatively small (a few volts). As the filtering function is a key feature that characterizes any WB subsystem, we have demonstrated that with liquid crystal cells and birefringent plates we are able to tune the central wavelength, the bandwidth and the transmission function shape of these birefringent filters. All of these features have enabled us to design optical devices dedicated to WDM dynamic applications. We then experimentally tested the feasibility of a tunable WB and a 1x2 wavelength switch based on hybrid liquid crystal polarization filters.

### Keywords:

Optical network, reconfigurable optical add/drop multiplexer, wavelength blocker, wavelength switch, polarization filter, birefringent plate, liquid crystal.



# Table des matières

---

<b>Introduction générale .....</b>	<b>1</b>
 <b>Chapitre 1 : <i>Les Multiplexeurs Optiques à Insertion/Extraction Reconfigurables</i></b>	
<b>1.1 Introduction .....</b>	<b>10</b>
<b>1.2 Différents types et architectures des ROADMs .....</b>	<b>13</b>
1.2.1 Architecture du nœud de degré 2.....	14
1.2.2 Architecture d'un nœud multidegré (OXC) .....	16
<b>1.3 Technologies d'implémentation des ROADMs.....</b>	<b>18</b>
1.3.1 ROADM basé sur la technologie iPLC:.....	18
1.3.2 ROADM basé sur des plateformes "espace libre": .....	19
1.3.3 ROADM basé sur une architecture hybride:.....	23
<b>1.4 Positions des différents acteurs de réseaux.....</b>	<b>25</b>
1.4.1 L'approche Cisco .....	26
1.4.2 L'approche de Meriton Networks.....	27
1.4.3 L'approche de JDS Uniphase .....	28
<b>1.5 Structure proposée .....</b>	<b>29</b>
<b>Conclusion du chapitre 1 .....</b>	<b>30</b>
<b>Bibliographie du chapitre 1.....</b>	<b>32</b>
 <b>Chapitre 2 : <i>Modèle mathématique et physique pour les structures biréfringentes</i></b>	
<b>2.1 Propagation de la lumière dans un milieu diélectrique anisotrope .....</b>	<b>35</b>
2.1.1 Introduction.....	35
2.1.2 Anisotropie linéaire.....	35
2.1.3 Polarisabilité électrique des milieux diélectriques .....	36
2.1.4 Propagation d'ondes planes dans un milieu anisotrope linéaire.....	38
2.1.5 Ellipsoïde des indices .....	39
2.1.6 Effets Electrooptiques .....	40
<b>2.2 Cas des cristaux liquides .....</b>	<b>44</b>
2.2.1 Phases des cristaux liquides.....	45
2.2.1.1 Phase nématique.....	45
2.2.1.2 Phase Smectique.....	45
2.2.2 Effet électrooptique.....	46
<b>2.3 Représentation des états de polarisation de la lumière .....</b>	<b>48</b>
2.3.1 Représentation trigonométrique.....	48
2.3.2 Représentation de JONES .....	49

<b>2.4 Filtres Biréfringents</b> .....	<b>55</b>
2.4.1 Déphaseurs entre Polariseur/Analyseur .....	55
2.4.2 Filtres Biréfringents .....	56
2.4.3 Accordabilité dans les filtres biréfringents.....	62
<b>2.5 Etude des Filtres Optiques à gabarits prédéfinis</b> .....	<b>63</b>
2.5.1 Analyse théorique .....	64
2.5.1.1 Considérations Générales .....	64
2.5.1.2 Réponse impulsionnelle d'une série de lames biréfringentes : .....	65
2.5.1.3 Spécification de la réponse désirée : .....	67
2.5.1.4 Synthèse du Filtre : .....	69
2.5.2 Exemple d'application.....	74
2.5.3 Résumé de la méthode de synthèse .....	77
<b>Conclusion du chapitre 2</b> .....	<b>77</b>
<b>Bibliographie du chapitre 2</b> .....	<b>78</b>
<b>Chapitre 3 : Quelques fonctionnalités de base associées à la fonction de filtrage- caractérisation des éléments biréfringents</b>	
<b>3.1 Technique de caractérisation des lames biréfringentes</b> .....	<b>81</b>
3.1.1 Rappel sur les interférences en lumière polarisée .....	81
3.1.2 Interférences à travers une lame biréfringente non absorbante.....	84
3.1.3 Interférences à travers une lame biréfringente absorbante .....	85
3.1.4 Principe de la mesure de la biréfringence des cellules à cristaux liquides.....	88
<b>3.2 Résultats de la caractérisation des cellules à cristaux liquides.</b> .....	<b>90</b>
3.2.1 Conditions de l'expérimentation .....	90
3.2.2 Transmissions mesurées de la cellule 'épaisse' .....	91
3.2.3 Déphasage en fonction de la tension.....	91
3.2.4 Différence de Marche Optique.....	92
3.2.5 Temps de Réponse de la cellule.....	92
3.2.6 Comportement en longueurs d'onde (Dispersion).....	93
3.2.7 Résultats pour les cellules à cristaux liquides 'minces' .....	96
<b>3.3 Accordabilité de la longueur d'onde et de la bande passante des filtres de Šolc hybrides à cristaux liquides</b> .....	<b>97</b>
3.3.1 Introduction.....	97
3.3.2 Principe de fonctionnement.....	98
3.3.3 Principe de l'accordabilité en longueur d'onde .....	99
3.3.4 Principe de l'accordabilité de la bande passante .....	103
3.3.5 Exemple de filtre hybride à 10 étages accordable en bande passante .....	105
<b>3.4 Accordabilité de la bande passante des filtres de Šolc et Lyot par variation de la biréfringence</b> .....	<b>109</b>
3.4.1 Introduction.....	109
3.4.2 Principe de fonctionnement.....	109
3.4.3 Exemple.....	112
<b>Conclusion du chapitre 3</b> .....	<b>114</b>

<b>Bibliographie du chapitre 3 .....</b>	<b>115</b>
<b>Chapitre 4 : <i>Faisabilité d'un WB et d'un commutateur optique accordables en longueurs d'onde</i></b>	
<b>4.1 Conception d'un commutateur 1x2 reconfigurable en longueur d'onde à base de filtre de Šolc hybride à cristaux liquides .....</b>	<b>118</b>
4.1.1 Introduction.....	118
4.1.2 Structure et principe de fonctionnement .....	119
4.1.3 Résultats Expérimentaux .....	120
<b>4.2 Le filtre de Lyot hybride à cristaux liquides apodisé.....</b>	<b>121</b>
4.2.1 Description du mécanisme d'apodisation.....	121
4.2.2 Résultats expérimentaux .....	122
<b>4.3 Conception d'un bloqueur/Egaliseur de canaux optiques basé sur des filtres biréfringents à cristaux liquides .....</b>	<b>123</b>
4.3.1 Introduction.....	123
4.3.2 Principe de fonctionnement.....	124
4.3.2.1 Structure du dispositif .....	124
4.3.2.2 Calcul de Jones appliqué à la structure.....	125
4.3.2.3 Effets d'égalisation et de blocage de longueurs d'onde.....	127
4.3.3 Démonstration expérimentale de l'effet de blocage/égalisation.....	129
4.3.3.1 Choix des valeurs des paramètres opto-géométriques.....	129
4.3.3.2 Blocage, transmission et égalisation de longueur d'onde .....	131
4.3.4 Limitations et performances du WB.....	133
<b>Conclusion du chapitre 4 .....</b>	<b>134</b>
<b>Bibliographie du chapitre 4 .....</b>	<b>136</b>
<b>Conclusion générale .....</b>	<b>139</b>
<b>Annexes.....</b>	<b>142</b>
<b>Tables des figures .....</b>	<b>148</b>
<b>Tables des acronymes.....</b>	<b>154</b>



# Introduction

## Une euphorie du secteur des télécommunications

La fin de ce 20<sup>ème</sup> siècle a été sans conteste celle des télécommunications avec notamment la multiplication des moyens de communications, la démocratisation du téléphone portable et du réseau Internet. La montée en débit des systèmes de transmission, tout support confondu, a constamment jalonné les progrès réalisés dans les différentes technologies. Le point le plus remarquable de la période actuelle est la vitesse à laquelle cette évolution s'opère, vitesse qui peut s'expliquer par la conjonction de plusieurs facteurs.

En premier lieu, le développement des réseaux de télécommunications a connu un essor sans précédent dans le contexte actuel de déréglementation au niveau mondial. L'ouverture des marchés, l'explosion des données, les opportunités de développement de nouveaux services en environnement de compétition, l'essor des réseaux mondiaux favorisé par le développement du Web et des applications Internet ont contribué à une croissance de la demande de capacité portée par la transmission de données sans commune mesure avec celle relative au transport de la voix [1]. Cette demande a rencontré un contexte technologique favorable au niveau des réseaux d'accès, métropolitains et cœurs de réseau, essentiellement basé sur les technologies optiques et notamment l'avènement du multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing). Bande passante quasi illimitée, portées mégamétriques et fiabilité de la qualité de la transmission sont les principaux atouts de cette technologie optique. La ressource est donc disponible. Enfin, une réduction notable du coût de la transmission a régulièrement accompagné l'évolution de l'offre en stimulant la consommation de bande passante. Croissance du marché, croissance de la ressource et diminution des coûts n'ont cessé d'alimenter cette spirale de développement des réseaux de transport.

## Le WDM : une solution optique de choix, mais de quoi s'agit-il ?

Le WDM met en œuvre un multiplexage de plusieurs longueurs d'onde. L'idée est d'injecter simultanément dans une fibre optique plusieurs trains de signaux numériques portés par des longueurs d'ondes distinctes (canaux) (figure 1). Elle met en œuvre à l'entrée du support de transmission un multiplexeur (MUX) dédié au regroupement des porteuses optiques et à sa sortie un démultiplexeur (DEMUX) permettant leur séparation.

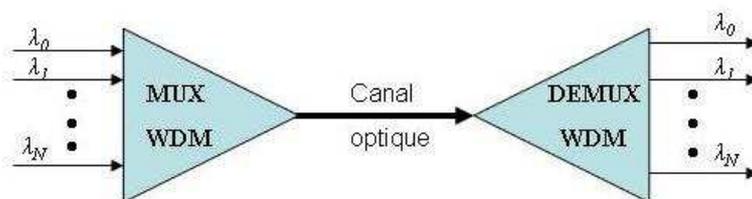


Figure 1: Schéma synoptique d'une transmission multiplexée en longueur d'onde (WDM)

Ce système ne pouvait voir le jour que grâce à la large bande passante offerte par la fibre optique monomode normalisée sous les normes ITU-T G.652.A/B/C/D [2] (ITU pour International Telecommunication Union) et qui offre cinq bandes spectrales de transmission

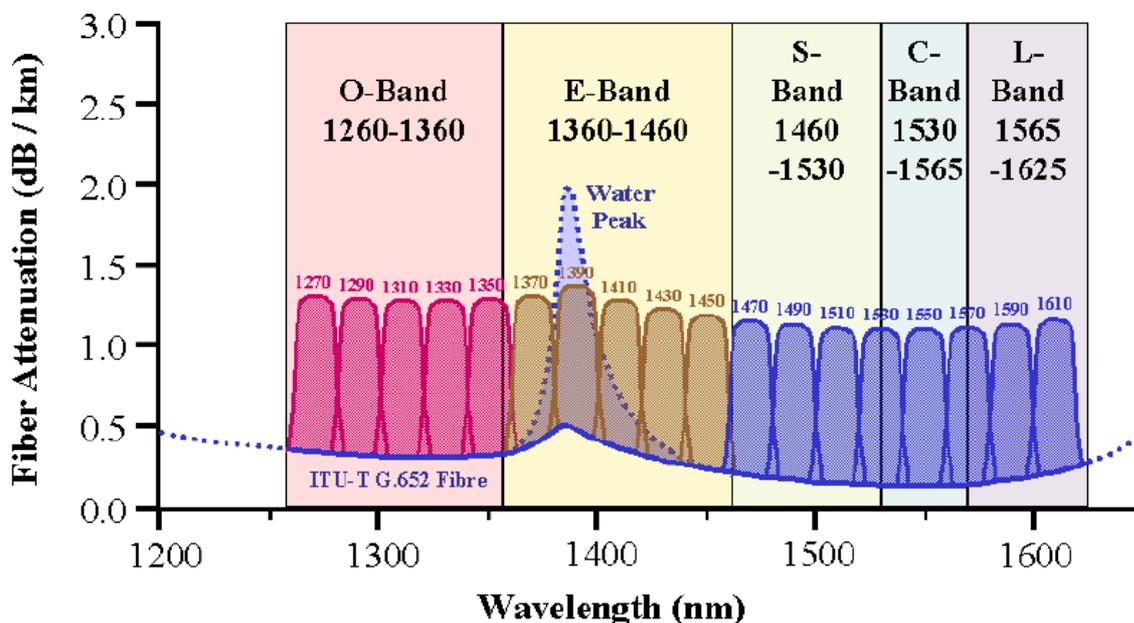


Figure 2: Atténuation de la fibre optique en fonction de la longueur d'onde avec les différentes bandes exploitées par le WDM

caractérisées par de très faibles atténuations ( $< 1\text{dB/Km}$ ) (figure 2). Ces bandes sont : la bande-O [1260 - 1360] nm, E [1360 - 1460] nm, S [1460 - 1530] nm, C [1530 - 1565] nm, L [1565 - 1625] nm. On parle alors de CWDM (pour Coarse Wavelength Division Multiplexing), standardisé sous la norme ITU-T G.694.2, lorsque l'espacement entre les longueurs d'onde est de 20 nm, et la fenêtre de travail s'étale pour couvrir les cinq bandes spectrales disponibles pour la fibre optique (O+E+S+C+L) (figure 3). Le nombre de canaux est fixé à 18 pour la fibre ITU-T G.652.C/D à pic OH<sup>-</sup> atténué. L'avantage du CWDM est son coût. En effet, grâce à l'espacement important entre les canaux, les contraintes imposées aux différents composants sont relâchées et on peut, par exemple, s'affranchir des dispositifs de refroidissement des Lasers d'émission [2]. Par contre, on parle de DWDM (pour Dense Wavelength Division Multiplexing) normalisé sous la norme ITU-T G.694.1, dès que l'espacement entre les canaux est plus faible (figure 3). Le nombre de longueurs d'onde disponibles simultanément dans la fibre est élevé. Les espacements entre canaux pour les systèmes DWDM commerciaux sont d'environ 0.8 nm (100 GHz), 0.4 nm (50 GHz). Ceci impose des contraintes sévères pour stabiliser les sources Lasers et éviter les excursions des longueurs d'ondes lorsque la température augmente. Le nombre de canaux peut atteindre les 160 canaux ou plus.

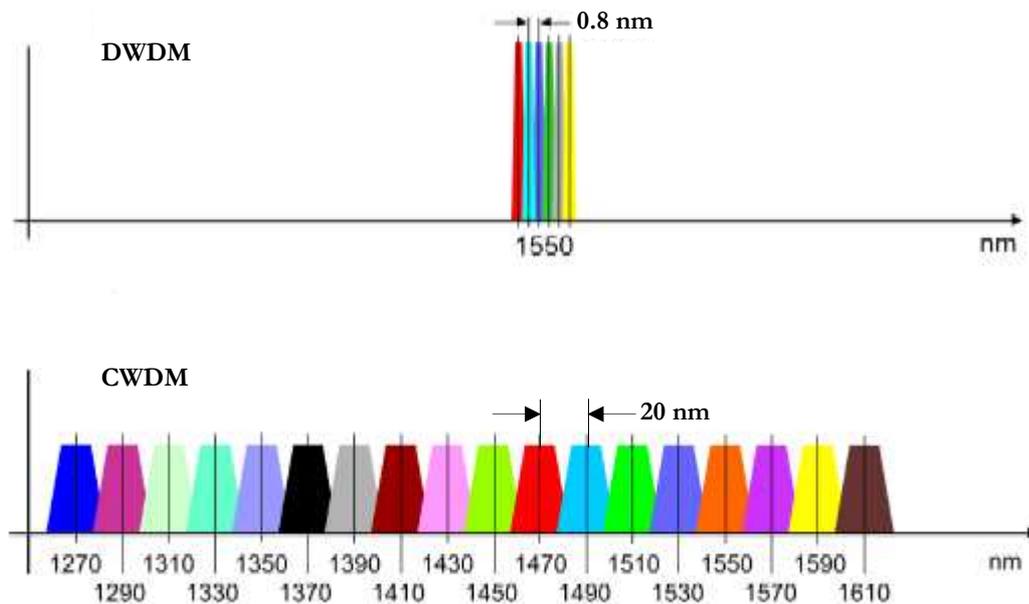


Figure 3: Comparaison des espacements entre canaux dans le cas du DWDM (Haut) et le CWDM (Bas).

### Une topologie des réseaux de plus en plus maillée

D'autre part, 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

finies, 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. Evidemment, 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].

### Nécessité des OADMs reconfigurables

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). Il est utile de rappeler qu'un 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. La figure 4 montre le schéma de principe de fonctionnement d'un ROADM à base de commutateurs  $1 \times 2$  reconfigurables. Pour des raisons de clarté, le module de commande des commutateurs  $1 \times 2$  n'est pas représenté. Après le démultiplexage des quatre longueurs d'onde au niveau du Démux d'entrée, les longueurs d'onde verte et bleue

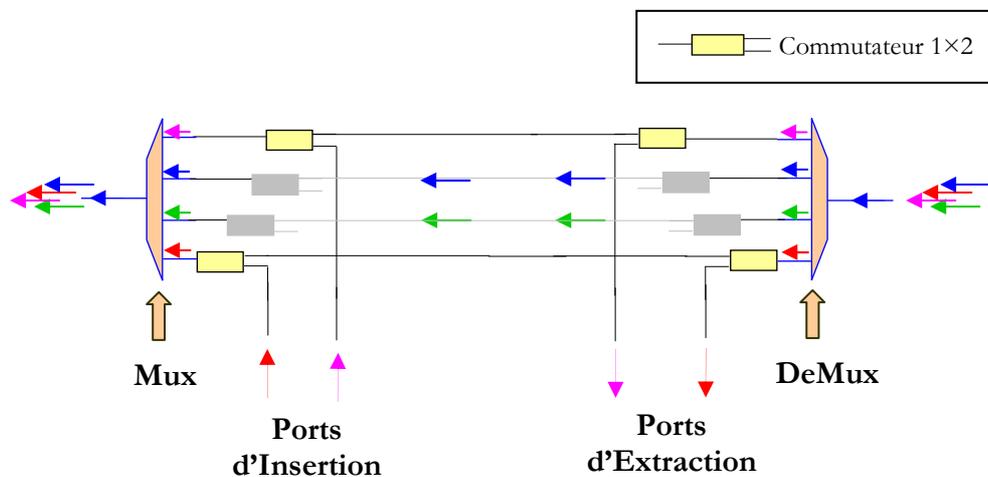


Figure 4 : Schéma de principe de fonctionnement d'un ROADM à base de commutateur  $1 \times 2$

représentant les longueurs d'ondes express sont directement transmises, alors que les longueurs d'onde rouge et violette porteuses d'un flux d'informations donné sont extraites au niveau des ports d'extraction du ROADM. Un autre flux d'information peut alors être porté par ces deux longueurs d'onde qui sont ensuite insérées au niveau des ports d'insertion. Le Mux à la sortie se charge lui de multiplexer les quatre longueurs d'onde.

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 (Wavelength Blocker, WB) et de commutateur sélectif de longueur d'onde (Wavelength Selectif Switch, WSS). La quasi majorité des WB et des WSS sont implémentés en technologie optique *espace libre* (free-space optics) utilisant un modulateur spatial de lumière (Spatial Light Modulator, SLM). Il est alors nécessaire de disposer d'un module qui sépare spatialement les longueurs d'onde pour que le SLM les traite individuellement. A titre d'exemple, le WSS représenté sur la figure 5 est implémenté en technologie espace libre avec un SLM à base de micro-miroirs MEMS et un module séparateur spatial de longueurs d'onde constitué d'un réseau de diffraction et d'une lentille [4]. Les longueurs d'onde constituant le multiplex d'entrée parcourent le chemin ABC. Elles seront réfractées au niveau du réseau de diffraction suivant des angles différents de manière à ce que chacun des micro-miroirs constituant le SLM traite une longueur d'onde particulière et l'aiguille vers l'une des fibres de sortie.

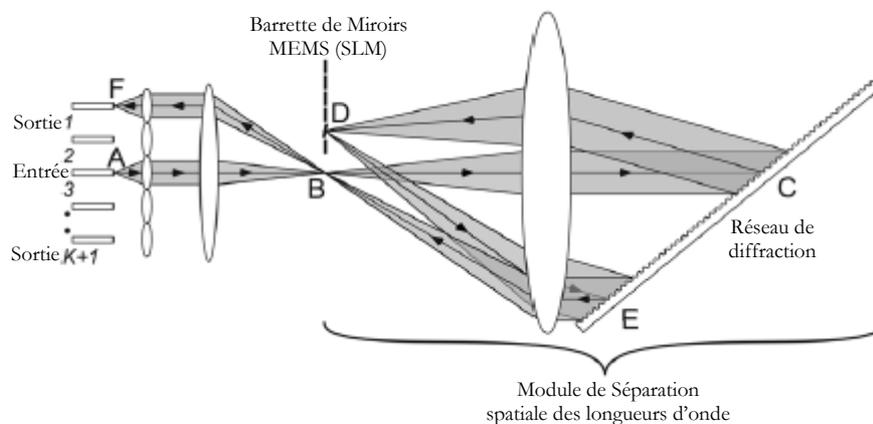


Figure 5 : WSS en technologie espace libre [4]

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) n'excédant pas les 0.3 dB – une isolation suffisante pour éviter toute diaphotie (crosstalk en anglais) entre canaux. Cette isolation est directement liée à la forme relative de la fonction de filtrage (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. Evidemment, 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 sans module de séparation spatiale des longueurs d'onde et qui est basée sur des filtres optiques biréfringents à interférences en polarisation (Polarization Interference Filter, PIF). Le choix de ce type de technologie est motivé par:

- l'importance de la fonction de filtrage pour garantir les spécifications typiques déjà citées précédemment pour des applications DWDM avec un espacement entre canaux (Inter Channel Spacing, ICS) de 50/100 GHz, et pour des applications CWDM avec un ICS de 20 nm et une bande passante de 12 nm.
- l'intérêt à maintenir les efforts sur les WB vu les recommandations des acteurs Télécoms tels que Cisco, Meriton, JDSU, Alcatel, et autres qui assurent que 80 à 85 % des ROADMs à base de WB sont toujours déployés dans le secteur des longues distances [3].

Aussi, 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.

### Définition du sujet de thèse

Le sujet de thèse 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) et les commutateurs optiques 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 en suivant une démarche qui consistait à répondre à la question suivante : y a-t-il une possibilité ou un moyen pour reconfigurer les paramètres caractéristiques du filtre choisi? Par paramètres caractéristiques on entend la longueur d'onde centrale correspondant au maximum de la fonction de transmission du filtre, sa bande passante à mi-hauteur, son contraste et enfin la forme de sa transmission spectrale, que nous appelons *gabarit*. L'accordabilité de la longueur d'onde centrale doit être étudiée pour permettre à ces dispositifs qui utilisent ce filtre de s'adapter à d'éventuels changements dans le réseau en recherchant n'importe quelle longueur d'onde dans le multiplex d'entrée. De même, l'accordabilité de leur bande passante est un autre sujet d'étude que nous avons choisi de traiter pour vérifier sa conséquence sur la reconfigurabilité. Enfin, la question de la synthèse de n'importe quelle fonction de transfert pour réaliser des gabarits prédéfinis doit être explorée pour étudier sa conséquence sur l'agilité de ces filtres et leur aptitude à donner réponse à des problématiques susceptibles de surgir dans les réseaux du futur. Ces travaux de recherche qui constituent des briques de base vont ensuite déboucher sur la conception de nouveaux dispositifs tels qu'un commutateur optique et un sous-système WB. La réponse à notre question posée était claire et le choix a été fait : nous avons choisi les cellules à cristaux liquides nématiques comme éléments actifs biréfringents dédiés à la reconfiguration du filtre. Ce choix s'explique par le fait que cette technologie est simple et mature, et les tensions de commande mises en jeu sont relativement faibles (quelques Volts). Telecom Bretagne, notre partenaire au sein de l'Institut

TELECOM dispose de l'ensemble de la filière technologique sur les cristaux liquides. Des essais expérimentaux pour montrer la faisabilité du commutateur optique et du WB ont pu alors être effectués au sein de notre laboratoire. La réalisation expérimentale d'un commutateur optique ou d'un WB répondant à un cahier de charge propre aux applications DWDM ou CWDM fera l'objet de travaux ultérieurs.

## Plan du mémoire

La synthèse des travaux de recherche réalisés dans le cadre de cette thèse s'articule autour de quatre chapitres

Dans le chapitre 1 nous situons le contexte dans lequel s'inscrit la thèse présentée dans ce mémoire. Nous commençons par donner une description de l'état actuel et prévisionnel du marché des télécommunications optiques, l'état de l'art des dispositifs ROADM et la position des différents acteurs des télécommunications relative au choix de tels dispositifs. Ensuite, nous introduisons la solution que nous avons proposée pour concevoir un sous-système WB utilisant une structure de filtrage biréfringente

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 (filtres à gabarit prédéfini).

Le troisième chapitre est consacré à la présentation de la technique de caractérisation des cellules à cristaux liquides et les résultats des mesures de leur biréfringence. Nous exposons une nouvelle technique que nous avons dénommée la « technique d'annulation optique » permettant de reconfigurer la bande passante, autour d'une longueur d'onde particulière, d'un filtre optique hybride à cristaux liquides de type *Šolc* constitué de  $N$  étages. Cette variation de la bande passante est réalisée par variation « optique » du nombre  $N$  d'étages. Par ailleurs, on montre qu'il est possible de moduler la bande passante de cette structure par simple variation de la biréfringence des étages. Il faut alors disposer de cellules à cristaux liquides épaisses.

La description d'une solution alternative pour la commutation optique fait l'objet du quatrième et dernier chapitre de ce manuscrit. Il s'agit du test de faisabilité d'une commutation optique  $1 \times 2$  en longueur d'onde basée sur un filtre de *Šolc* hybride à cristaux liquides accordable. Ensuite, nous présentons la construction d'un filtre de type *Lyot* apodisé en vue d'avoir un contraste maximum par diminution des lobes secondaires. Enfin, nous montrons la faisabilité d'un bloqueur/égaliseur (WB/CE) de longueurs d'onde basé sur l'empilement en blocks d'éléments biréfringents. La fonction de blocage/transmission et la fonction d'égalisation sont assurées par le composant actif qui est la cellule à cristaux liquides.

## **Bibliographie**

- [1] Denis Gallant, "Optical Network Foundation for Triple Play Services Roll-out", in Optical Fiber Communication Conference (OFC'06), Optical Society of America, Washington, DC, NWC3, 2006.
- [2] White Paper, "implementing CWDM in metro Ethernet access networks", Omnitron Systems Technology, Inc., 2007
- [3] Lightreading reports, "Next-Gen ROADMs", [www.lightreading.com](http://www.lightreading.com), 2006
- [4] Dan M. Marom et al., "Wavelength-Selective 1x K Switches Using Free-Space Optics and MEMS Micromirrors: Theory, Design, and Implementation", *J. Lightwave Technol.*, vol. 23, no. 4, pp. 1620 - 1630, 2005.

# 1

*Les Multiplexeurs Optiques à  
Insertion/Extraction Reconfigurables*

## Sommaire du chapitre 1

### Chapitre 1 : *Les Multiplexeurs Optiques à Insertion/Extraction Reconfigurables*

<b>1.1 Introduction</b> .....	<b>10</b>
<b>1.2 Différents types et architectures des ROADMs</b> .....	<b>13</b>
1.2.1 Architecture du nœud de degré 2 .....	14
1.2.2 Architecture d'un nœud multidegré (OXC) .....	16
<b>1.3 Technologies d'implémentation des ROADMs</b> .....	<b>18</b>
1.3.1 ROADM basé sur la technologie iPLC:.....	18
1.3.2 ROADM basé sur des plateformes "espace libre": .....	19
1.3.3 ROADM basé sur une architecture hybride:.....	23
<b>1.4 Positions des différents acteurs de réseaux</b> .....	<b>25</b>
1.4.1 L'approche Cisco .....	26
1.4.2 L'approche de Meriton Networks .....	27
1.4.3 L'approche de JDS Uniphase.....	28
<b>1.5 Structure proposée</b> .....	<b>29</b>
<b>Conclusion du chapitre 1</b> .....	<b>30</b>

Dans ce chapitre, nous présentons l'état actuel et prévisionnel du marché des télécommunications optiques, l'état de l'art des dispositifs ROADM, leurs architectures, leurs technologies d'implémentation, et la position des différents acteurs des télécommunications relative au choix de tels dispositifs. Nous introduisons également la solution proposée pour concevoir un sous-système WB utilisant une structure de filtrage biréfringente

## 1.1 Introduction

Il est maintenant admis que l'augmentation des échanges à travers le monde, liée notamment à Internet, a d'une part induit une explosion de la demande de capacité de transmission et influencé fortement l'architecture du réseau, d'autre part. Le nombre de personnes connectées ainsi que les durées de connexion sont en croissance constante et ce en raison des multiples applications disponibles en ligne: téléphonie, diffusion vidéo, vidéosurveillance, banque, commerce électronique, loisirs, etc. Le réseau doit s'adapter, aussi, aux différentes sortes de trafic à caractère sporadique (bursty trafic) que les services tels que la vidéo à la demande (Vidéo on demand, VoD) et la visioconférence peuvent générer.

A titre d'exemple, le tableau ci-dessous illustre les prévisions du trafic dans les réseaux métropolitains des Etats-Unis durant les dix prochaines années [5]. Durant cette période, la croissance totale (286 Tb/s) est amplement due à un déploiement massif des services très haut-débit comme la VoD, IPTV et les jeux sur Internet. Il est à noter que la croissance du trafic résidentiel sera plus forte que celle liée au trafic industriel.

Cette augmentation du trafic de 2.5 Tb/s jusqu'à 200 Tb/s représente donc une croissance explosive qui nécessiterait l'adoption de nouvelles approches dans la conception des réseaux et des technologies associées.

	Charge Actuelle (Tb/s)	Charge Future (Tb/s)	Croissance Totale (Tb/s)	Croissance sur 10 ans (%)
Résidentielle	2.5	203.5	201.0	7950%
Entreprise	30.4	115.6	85.2	280%
<b>Total</b>	33.0	319.1	286.2	868%

**Tableau 1.1 :** Croissance attendue du trafic dans les réseaux métropolitains des Etats-Unis entre 2005 et 2015[5]

Pour relever ce défi, les différents acteurs des télécommunications sont amenés à exploiter toutes les ressources afin de garantir un fonctionnement optimal du réseau en assurant notamment la prise en charge de l'augmentation constante du volume du trafic et sa flexibilité. A la différence des Multiplexeurs Optiques à Insertion/Extraction de longueurs d'onde (OADMs) conventionnels, les OADM reconfigurables (ROADMs) permettent aujourd'hui de répondre à ces nouvelles exigences. En effet, les opérateurs à travers le monde commencent à reconnaître la nécessité de disposer et de généraliser l'utilisation des ROADMs. Selon une étude prévisionnelle récente couvrant la période 2006-2011 [6], les ventes mondiales des systèmes ROADMs vont croître de \$266 Millions à \$920 Millions (Cf. figure 1.1). Un autre rapport indique que 65% de l'ensemble des acteurs réseaux comptent intégrer des ROADMs dans leurs réseaux métropolitains [7].

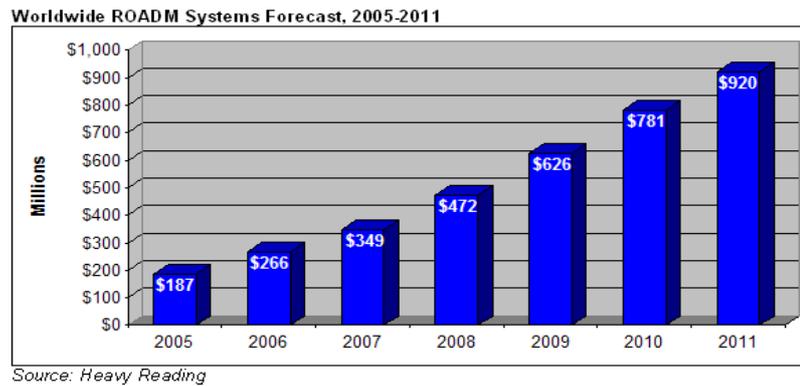


Figure 1.1 : Prédiction de la vente mondiale des systèmes ROADMs, période 2005-2011 [6].

Rappelons qu'un 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. Il 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 (opex). Ils représentent donc la solution idéale pour les réseaux actuels.

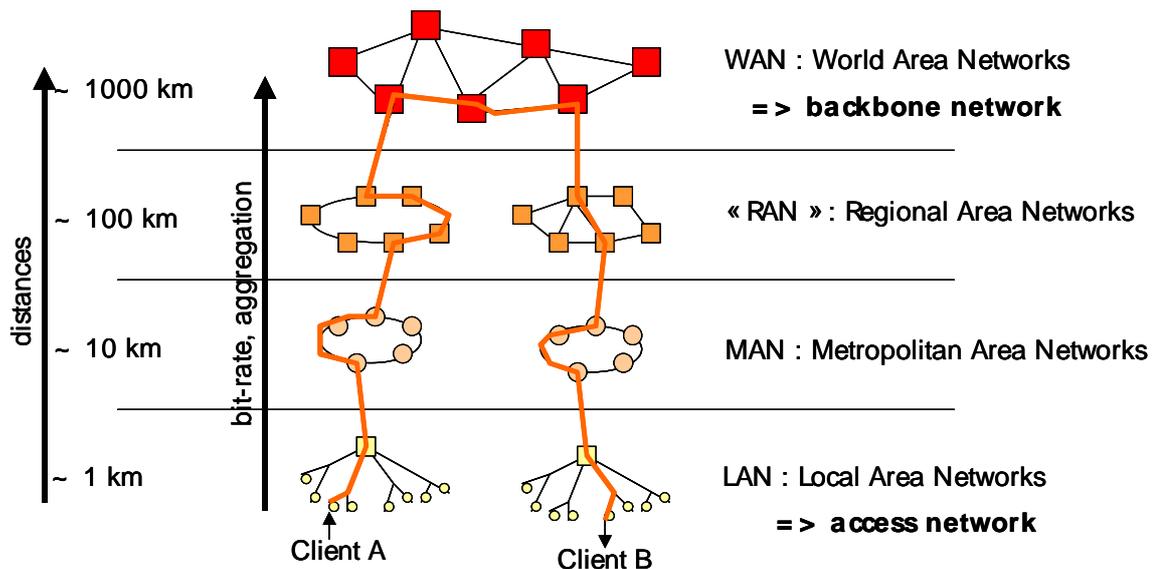


Figure 1.2 : Architecture du réseau

Initialement déployés dans les réseaux optiques longue distance (Long Haul, UHL) constituant les "colonnes vertébrales" du réseau international, les ROADMs commencent à "se faire une place" dans le secteur métropolitain. La figure 1.2 illustre la situation actuelle d'un tel déploiement. Sur ce graphique, on peut voir les topologies inhérentes à chaque secteur de réseau. Dans la partie WAN, la topologie est plutôt maillée, alors qu'elle est sous forme d'anneau dans le secteur MAN. Le secteur Accès quant à lui a une topologie en arbre.

Le tableau (1.2) résume les caractéristiques des différents secteurs du réseau avec les exigences imposées aux ROADMs dans chaque secteur selon la vision de JDS Uniphase [11].

Secteur du réseau	Caractéristiques typiques
Longue distance (Long Haul, LH)	distance >400km
	longueurs d'onde 80+
	espacement 50GHz
	compatibilité 40-Gbit/s
	échelle continentale
	80 nœuds
Régional/Métropolitain	distance 100 - 400km
	canaux 32 - 40
	espacement 100GHz
	cascadabilité jusqu'à 16
	management de la bande passante
Métropolitain/Accès	50 – 80km –à 200km
	40 canaux
	espacement 100GHz
	collection/agrégation
	GigE, 10-Gbit/s WDM
Accès	distances <10km
	20 longueurs d'onde
	espacement 100GHz
	architectures variées
	accès fibre résidentielle
<b>Source:</b> JDS Uniphase, 2006	

**Tableau 1.2 :** Caractéristiques typiques et exigences imposées aux ROADMs par secteur de réseau incluant celles relatives aux ROADMs dédiés éventuellement à l'accès

## 1.2 Différents types et architectures des ROADMS

Avant d'aborder les technologies dédiées à la conception des ROADMS, il est utile de passer en revue les fonctionnalités optiques de base exigées dans les nœuds d'un réseau maillé. En effet, pour chaque nœud est défini un paramètre critique appelé le *degré du nœud* et qui n'est rien d'autre que le nombre de nœuds auxquels il doit se connecter. Le nœud le plus simple, qui nécessite une commutation en longueur d'onde, est celui de degré 2. La figure 1.3 illustre l'architecture d'un tel nœud avec ses différentes fonctionnalités optiques.

Le nœud doit être capable d'acheminer les canaux optiques de la fibre d'entrée vers la fibre de sortie correspondante, ou vers l'un ou l'autre des ports d'extraction. Par ailleurs, pour chaque canal extrait, il doit être en mesure d'insérer un nouveau canal ayant la même longueur d'onde. Les systèmes qui permettent ces fonctionnalités sont communément appelés ROADM de degré 2. L'une des exigences typiques imposées aux ROADMS est d'être capable d'insérer et d'extraire n'importe quelle combinaison de canaux optiques disponibles [8]. Les ROADMS utilisent des atténuateurs optiques variables (Variable Optical Attenuator, VOA) pour ajuster les niveaux des canaux "express", extraits et insérés, et des photodiodes pour contrôler les niveaux de ces canaux. Pour minimiser les dégradations due à la diaphotie (phénomène comparable à la diaphonie mais dans le domaine optique), le taux d'extinction des canaux bloqués doit être inférieur à  $-40$  dB pour ne pas pénaliser les canaux insérés à la même longueur d'onde par la suite. Pour les nœuds de degré supérieur à 2, appelés Brasseurs Optiques (Optical Crossconnect, OXC), on retrouve les mêmes fonctionnalités que pour le nœud de degré 2 avec une contrainte supplémentaire liée au fait que ce nœud doit pouvoir router les canaux "express" de n'importe quelle fibre d'entrée vers n'importe quelle fibre de sortie (Cf. figure 1.4).

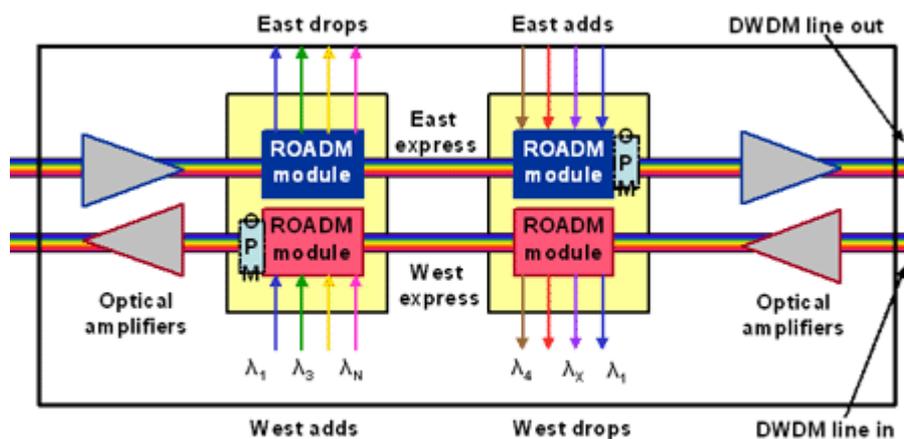


Figure 1.3 : ROADM de degré 2

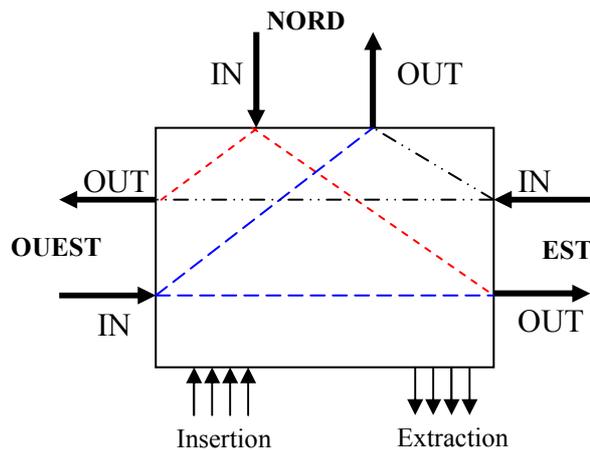


Figure 1.4 : Nœud de degré 3.

### 1.2.1 Architecture du nœud de degré 2

Une architecture fonctionnelle possible d'un ROADM de degré 2 est illustrée sur la figure 1.5. Les nœuds de ce type ont été, et peuvent être implémentés en utilisant des composants discrets (mux/demux, commutateurs, VOA, photodiodes de contrôle), ou des composants réalisés en optique guidée intégrant des barrettes de commutateurs (Small Switch Array, SSA). En principe, les deux commutateurs 1x2 sur chacun des chemins "express" (Cf. figure 1.5) peuvent être remplacés par des commutateurs 2x2, mais dans la plupart des cas, les commutateurs 1x2 sont préférés en raison du taux d'extinction qu'ils offrent pour les canaux extraits. Aussi, pour des raisons de fiabilité, il est souvent exigé de mettre les composants dans des modules séparés de part et d'autre de la ligne en pointillés sur la figure 1.5. Ceci est communément appelé séparation Est/Ouest (East/West separability).

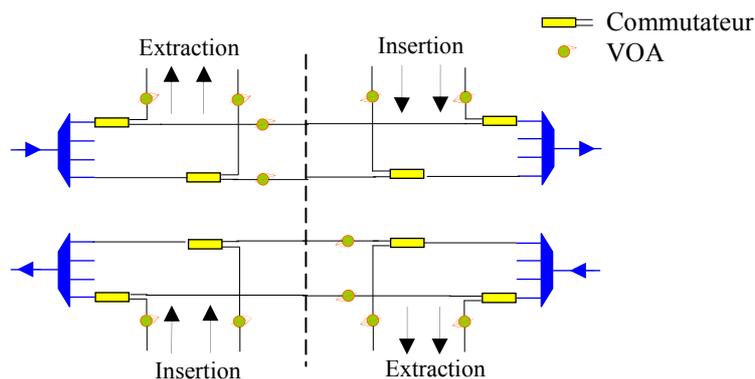


Figure 1.5 : Fonctionnalité de base d'un ROADM

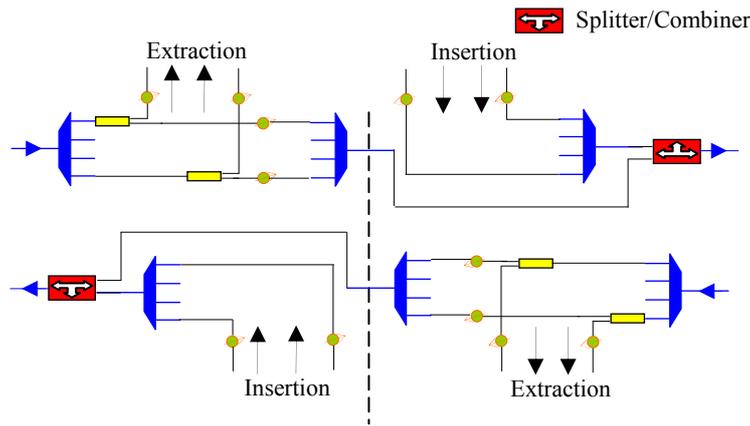


Figure 1.6 : Architecture alternative d'un ROADM.

Pour l'architecture de la figure 1.6, les canaux "express" sont multiplexés, puis couplés aux canaux insérés à l'aide d'un coupleur. Cette configuration rend possible une séparation Est/Ouest avec seulement deux fibres entre les deux modules, mais présente des pertes d'insertion supérieures à la configuration de la figure 1.5.

Une autre architecture qui présente un certain intérêt est l'architecture Broadcast & Select (B&S) basée sur l'utilisation d'un bloqueur de longueurs d'onde (Wavelength Blocker, WB) (Cf. figure 1.7). Tous les canaux à l'entrée sont partiellement extraits au niveau d'un coupleur. Les canaux à insérer sont combinés avec les canaux "express" au niveau d'un autre coupleur. Le sous système WB fournit la fonctionnalité VOA pour les canaux "express" et bloque tout canal qui va être remplacé par un nouveau canal à insérer. Comme le WB est le seul élément sélectif en longueur d'onde vu par les canaux "express", alors l'implémentation de cet élément avec une technologie garantissant une bande spectrale large et plate permettra à ces canaux de traverser plusieurs nœuds avec une dégradation minimale [9]. La contrainte sur la qualité de la fonction de filtrage est un peu moins forte au niveau des multiplexeurs et dé-multiplexeurs des ports "Add" et "Drop" car ils ne sont traversés qu'une seule fois par le signal optique.

Une autre architecture de ROADMs, illustrée sur la figure 1.8, utilise un élément appelé Commutateur Sélectif de longueur d'onde (Wavelength Selective Switch, WSS). Le WSS a un port d'entrée et plusieurs ports de sorties. Un de ces derniers ports peut être désigné comme port "express" et les autres comme ports d'extraction. Toute combinaison de canaux sur le port d'entrée peut être routée vers n'importe quel port de sortie. Si le nombre de canaux à extraire est supérieur au nombre de ports d'extraction, alors il est nécessaire d'équiper ces ports avec des filtres ou des démultiplexeurs [9]. Bien que le WSS puisse être utilisé dans les ROADMs de degré 2 comme dans la figure 1.8, l'application de base de cette fonctionnalité est dédiée aux nœuds de degré  $> 2$  (OXC)

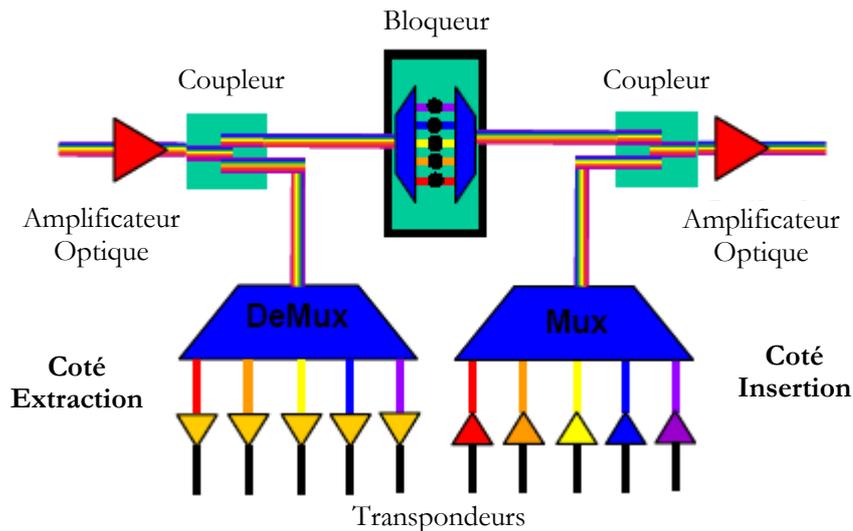


Figure 1.7 : Architecture Broadcast & Select d'un ROADM à base de WB.

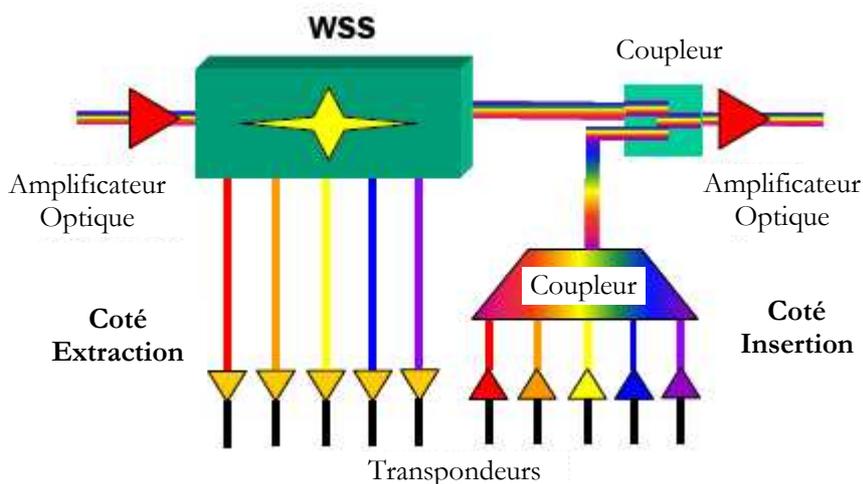


Figure 1.8 : ROADM utilisant un WSS

### 1.2.2 Architecture d'un nœud multi-degré (OXC)

Les nœuds de degré  $> 2$  peuvent être implémentés comme une extension de l'architecture WB ou WSS sans interruption prolongée de service. C'est l'une des raisons qui justifie actuellement l'engouement des opérateurs pour ce type d'architecture de brasseur optique facilement extensible. La figure 1.9 illustre un nœud de degré 3 utilisant des WB. Des "splitters" passifs sont utilisés pour distribuer l'ensemble des canaux "express" vers plusieurs WB, des coupleurs combinent alors les canaux "express" vers chaque sortie.

La figure 1.10 illustre l'implémentation d'un OXC de degré 4 basé sur des WSS ayant une fonctionnalité d'insertion/extraction dite "colorée" (colored add/drop ports) puisqu'à chacun des ports est attribuée une longueur d'onde prédéfinie. Quatre WSS sont utilisés, un sur chacune des sorties, ceci

pour permettre à une longueur d'onde d'être routée d'une direction particulière vers n'importe quelle autre direction. Un coupleur placé en amont du WSS permet la fonctionnalité de diffusion (broadcast) vers toutes les directions [9]. On notera qu'un simple remplacement des multiplexeurs fixes par des WSS suffit à rendre cette architecture totalement flexible car ainsi les ports d'entrée et de sortie seraient susceptibles de traiter un canal de longueur d'onde quelconque.

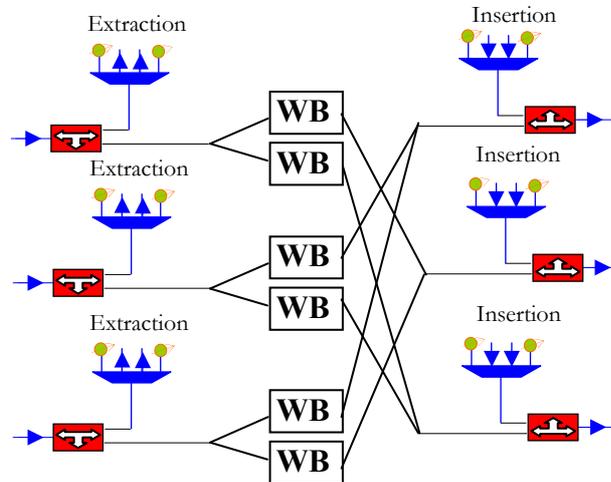


Figure 1.9 : OXC de degré 3 basé sur des WB

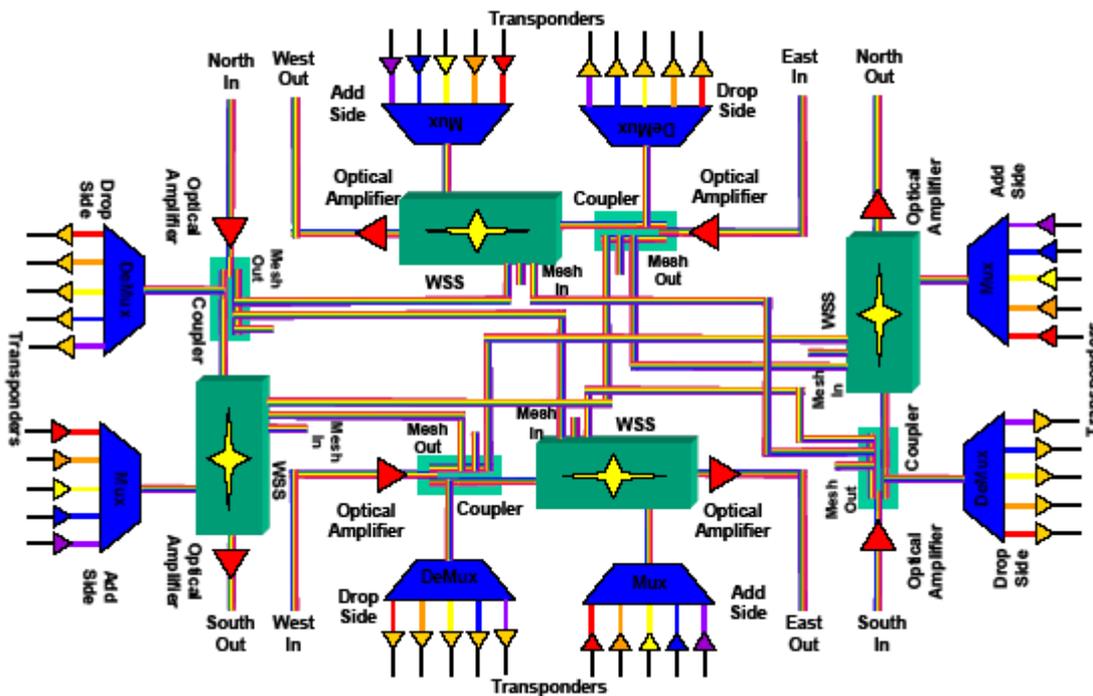


Figure 1.10 : OXC de degré 4 basé sur des WSS [9]

## 1.3 Technologies d'implémentation des ROADMs

Plusieurs technologies ont été proposées pour l'implémentation des ROADMs. Les différentes approches concernent essentiellement:

1. les technologies *circuits intégrés optiques planaires* (Integrated Planar Lightwave Circuit, iPLC) [10]
2. les technologies *espace libre* (free-space optics) utilisant un modulateur spatial de lumière (Spatial Light Modulator, SLM) à base :
  - de cristaux liquides (Liquid Crystal, LC) [12] [13][26]
  - de LC sur Silicium (LCoS) et de LC dispersés dans du polymère (Polymer Dispersed LC, PDLC) [14-18]
  - de miroirs micro-électromécaniques (MicroElectroMechanical System, MEMS) [19-20]
3. les ROADMs basés sur une architecture hybride [21]

### 1.3.1 ROADM basé sur la technologie iPLC:

Les ROADMs en technologie iPLC sont réalisés à base de  $\text{SiO}_2$  sur Silicium ( $\text{Si}$ ) ou à base de matériaux polymères [10]. Les fonctions de multiplexage/démultiplexage (mux/demux) sont assurées à l'aide de phasars (Arrayed Waveguide Gratings, AWGs). Les SSAs et les VOAs sont réalisés à l'aide d'éléments actifs thermo-optiques. Cette approche permet de disposer d'architectures compactes et de réduire les coûts de production. L'inconvénient réside dans les pertes d'insertion qui restent relativement élevées et aussi dans un manque de flexibilité car les ports d'entrée/sortie sont dédiés par construction à une longueur d'onde donnée.

La figure 1.11 présente la structure interne d'un ROADM basé sur la technologie iPLC avec un multiplexeur à l'entrée pour les canaux à extraire, suivie d'un module d'insertion reconfigurable. Chaque commutateur optique agit comme un commutateur 2x1 pour chaque canal et peut sélectionner soit le signal "express" soit le signal à insérer pour le diriger vers la fibre de sortie. Une fraction de l'énergie des canaux présents à l'entrée (Line-In) est aiguillée vers le Démux-2 qui analyse les canaux reçus. Le reste des canaux atteint le port d'entrée du module d'insertion (Express-In). Le Demux-1 sépare les longueurs d'onde avec un espacement entre canaux déterminé. Les commutateurs optiques sont ensuite utilisés pour décider lequel des canaux est à bloquer ou à laisser passer en tant que canal "express".

Les canaux "express" s'acheminent directement vers le port de sortie (Line-Out), alors qu'à la place des canaux bloqués, de nouveaux canaux viennent s'ajouter au niveau des ports d'insertion.

Chaque ROADM utilise une interface de contrôle qui commande les commutateurs optiques 2x1 et les VOAs placés à l'intérieur du module d'insertion. Il est possible de contrôler l'énergie des différents canaux et procéder à leur réajustement afin d'égaliser le niveau entre les différents canaux "express" et les canaux à insérer.

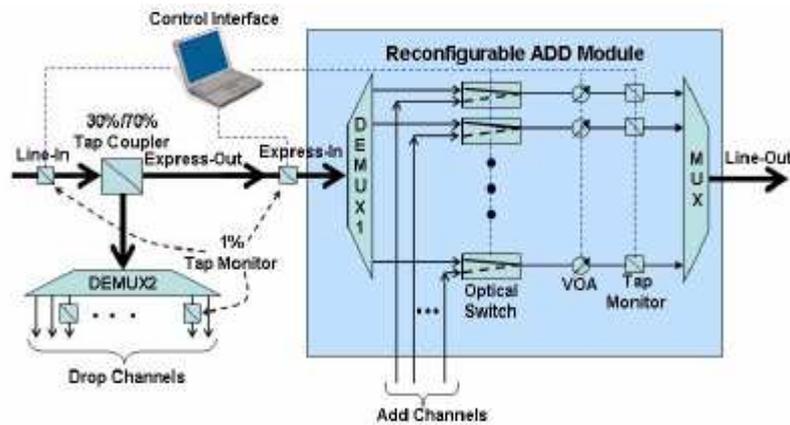


Figure 1.11 : Structure interne d'un ROADM basée sur la technologie iPLC [10].

Les ROADMs à base de PLC présentent généralement de fortes pertes d'insertion comparativement à d'autres modèles [10] :

- Les pertes d'insertion (Insertion Loss, IL) pour les canaux "express" :  $\sim 12$  dB
- Les pertes d'insertion pour les canaux insérés :  $\sim 6$  dB
- Les pertes d'insertion pour les canaux extraits :  $\sim 9$  dB
- Les pertes dépendants de la polarisation (Polarization Dependent Loss, PDL) subi par un canal "express", extrait ou inséré :  $\sim 0.5$  dB.
- L'isolation entre canaux adjacents :  $\sim -25$  dB.
- La dispersion chromatique (Chromatic Dispersion, CD) :  $\sim 10$  ps/nm
- La dispersion modale de polarisation (Polarization Mode Dispersion, PMD):  $\sim 0.7$  ps

### 1.3.2 ROADM basé sur des plateformes "espace libre":

Les fonctionnalités mux/demux sont réalisées dans ce cas au moyen de réseaux de diffraction (Diffraction Grating, DG). Le SLM utilise des matrices ou barrettes à base de cristaux liquides, de LCoS, de PDLC, ou de miroirs MEMS. Cette approche présente l'avantage d'offrir des réponses spectrales aussi plates que l'on veut, au prix d'une augmentation du nombre de composants et de la taille du sous système. L'implémentation des WSS semble plus aisée avec cette technologie [8].

Il est utile de rappeler que pour les réseaux longue distance, nécessitant une grande cascabilité et un nombre important de canaux (Channel Count, CC), les ROADMs à base de WB sont les plus favorisés par rapport à ceux basés sur les technologies iPLC car ils présentent les meilleures performances. Par ailleurs, pour les nœuds de degré  $> 2$ , l'architecture en WB est possible mais celle basée sur les WSS est la mieux appropriée [8].

- WB basé sur la technologie LC-espace libre

La figure 1.12 présente le schéma synoptique d'un WB basé sur une technologie LC (Cf. figure 1.12-a) et un ROADM utilisant un WB dans une architecture B&S (Cf. figure 1.12-b). Le réseau de diffraction agit comme un mux/demux, alors que les éléments à LC accordables assurent l'atténuation et le blocage des longueurs d'onde en se basant sur la propriété de diversité de polarisation (Polarization Diversity, PD). Ce type de WB peut supporter un nombre important de canaux (CC) et un espacement entre canaux faible 50/100 Ghz avec 128/64 canaux, et supportant des débits de 10-40 Gb/s.

Ils sont actuellement commercialisés sous formes de modules à 2 ports et permettent l'égalisation et le blocage de n'importe longueur d'onde [11].

Pour utiliser un WB tel un ROADM, des modules additionnels d'insertion/extraction sont nécessaires. Le WB en lui même offre une assez large bande passante pour permettre des performances 10-40 Gb/s et présente une faible dispersion pour une meilleure cascabilité [11].

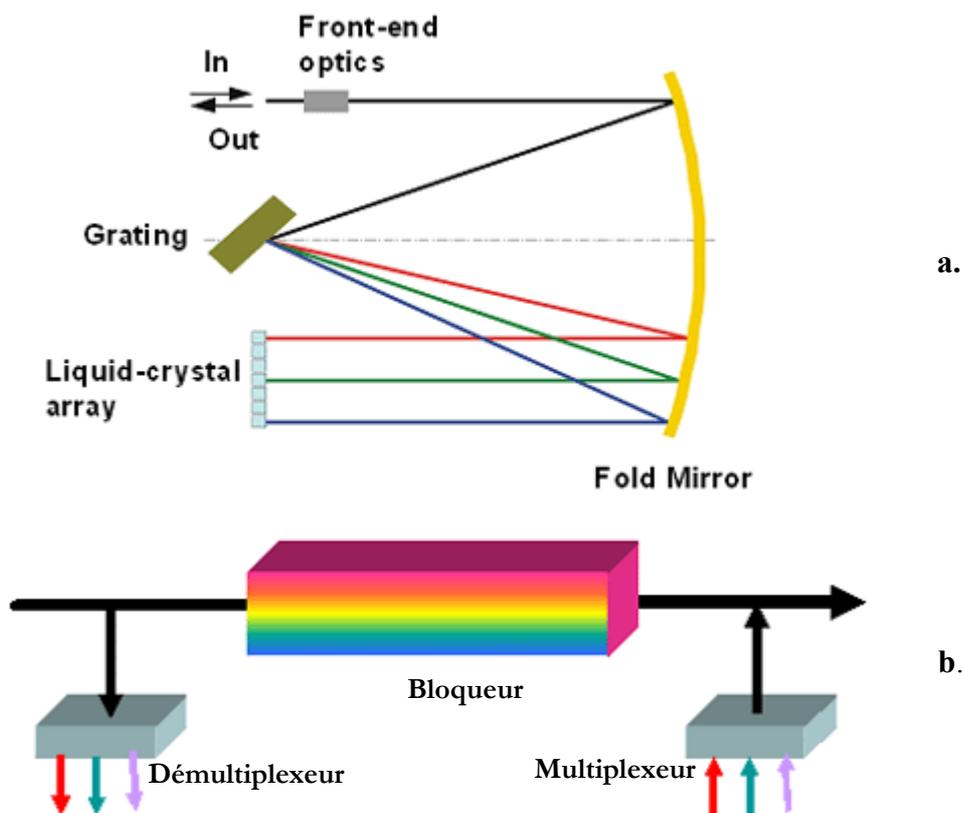


Figure 1.12 : (a) Structure d'un WB. (b) ROADM basé sur un WB dans une architecture B&S

- Les WSS et leur implémentation

Les WSS peuvent être implémentés en utilisant plusieurs phénomènes physiques. Dans les systèmes à déflexion, que se soit par réflexion ou par diffraction, la fonction de commutation est assurée grâce à

la liberté de positionnement du faisceau par rapport à la fibre de sortie [20]. Il est à noter que la société Corning propose une autre alternative qui repose sur le principe de la rotation de polarisation [26].

### Système diffractif

Dans ce système, il faudrait être capable de concentrer l'énergie dans les ordres dont la déflexion correspond aux positions des fibres de sortie.

Les WSS à base de LC opèrent sans parties mobiles. Cette propriété est due à la bande passante spatiale large des hologrammes qui peuvent être utilisés pour router les canaux optiques. La technologie des LC permet aussi d'adresser simultanément plusieurs ports rendant ainsi possible l'opération de 'multicasting' [16].

La figure 1.13 illustre un WSS basé sur la technologie LCoS qui permet de contrôler la phase des canaux optiques sur chacun des pixels produisant ainsi l'effet de déflexion (beam-steering) [14].

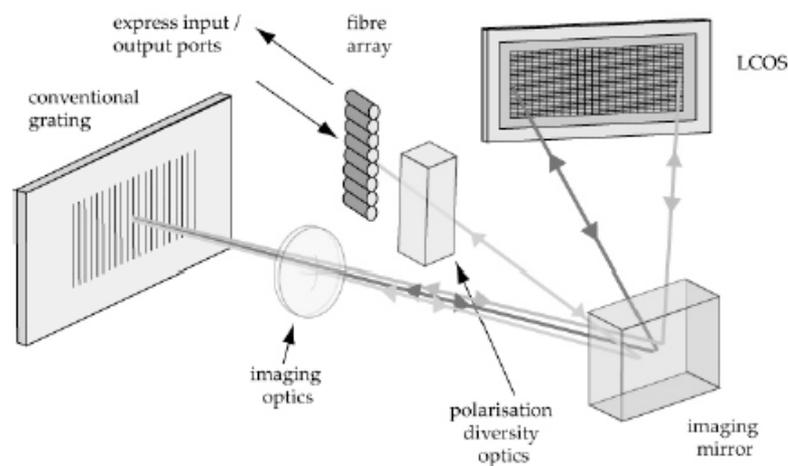


Figure 1.13 : Schéma du WSS basé sur la technologie LCoS [14]

Sur la figure 1.14 est représentée la réponse spectrale, dans la bande C, d'un WSS 1 × 9 avec 1 port express et 8 ports d'extraction [14]. Ses caractéristiques fonctionnelles sont:

- mixage simultané de canaux avec des espacements entre canaux de 50 et 100 GHz
- blocage des canaux qui sont commutés vers d'autres ports d'extraction (dans ce cas vers le port 2 et le port 6) avec un fort taux d'extinction ( $\sim -40$  dB)
- pertes d'insertion  $\sim 4,5$  dB

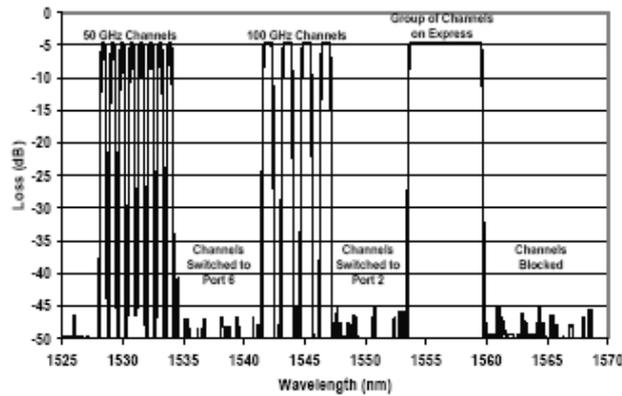


Figure 1.14 : Réponse spectrales au niveau du port de sortie express [14]

### Système à base de miroirs MEMS

Un exemple d'architecture de WSS utilisant des MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems) est illustré sur la figure 1.15. Lorsque le SLM n'a que deux positions, le système n'assurera que la fonction de commutation. De même que pour les WBs, lorsque les SLM ont une meilleure quantification de positionnement, la fonction d'égalisation est aussi possible.

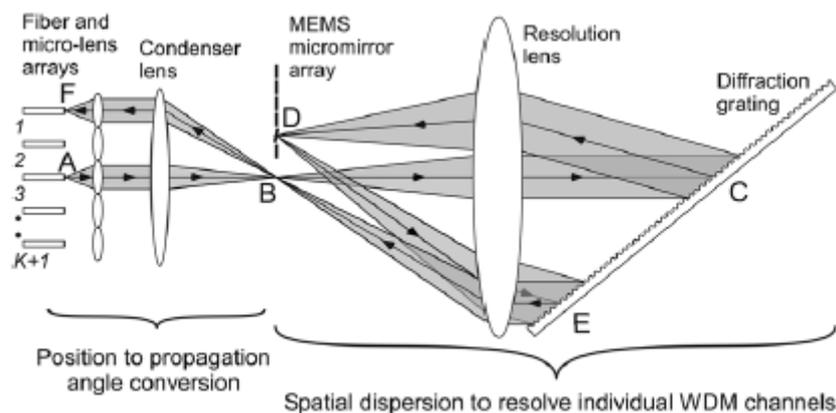


Figure 1.15 : Architecture d'un WSS à base de miroirs MEMS [20]

Les spécifications typiques pour de tel WSS sont :

- L'espacement entre canaux : 100 GHz
- Les pertes d'insertion : 4,0 - 6,5 dB
- PDL : 0,2 - 0,9 dB
- Le taux d'extinction : 45 dB
- PMD : 0,6 - 1 ps
- Les pertes par réflexion (Return Loss, RL) : 40 dB

Un WSS  $1 \times 4$  à 128 canaux a été reporté dans la référence [20]. Il présente les caractéristiques suivantes :

- Pertes d'insertion : 5 dB
- PDL : 1 dB
- Pénalité de 1 dB pour des données 10 Gb/s

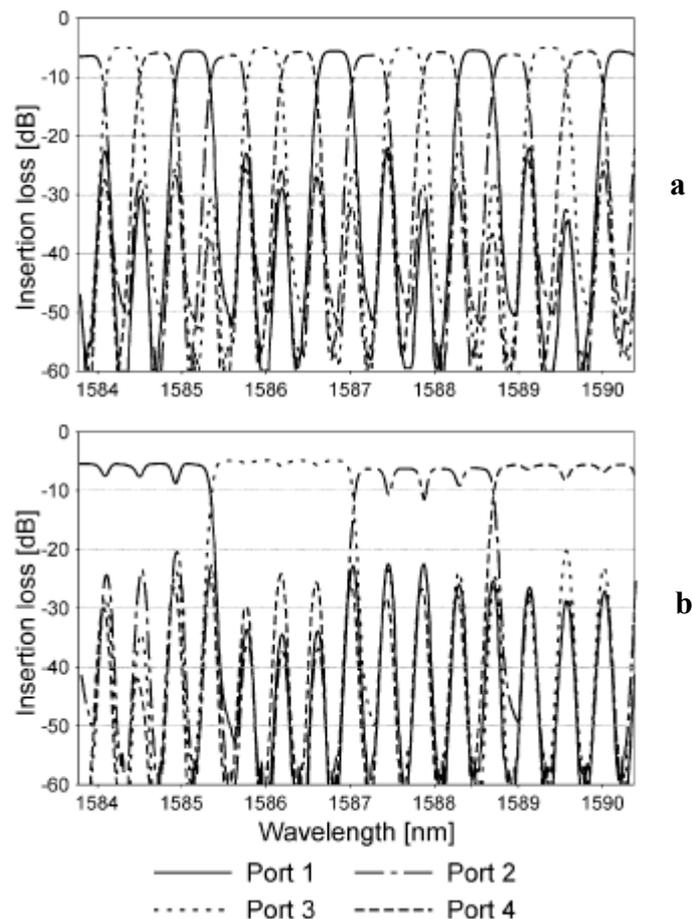


Figure 1.16 : Performance du WSS  $1 \times 4$  à 128 canaux.  
 a: fonctionnement en Interleaver à 4 ports.  
 b: commutation de bandes de longueurs d'onde vers chaque port [20]

### 1.3.3 ROADM basé sur une architecture hybride

Une autre approche pour implémenter un ROADM consisterait à tirer profit des avantages d'autres architectures. Les ROADM à base de PLC présentent l'avantage d'une production facile et à faible coût avec des ports colorés, alors que ceux basés sur un WSS disposent de ports non colorés (colorless) et offre une meilleure flexibilité.

Une des architectures hybrides est schématisée sur la figure 1.17. Elle présente des pertes d'insertion relativement faibles et met à disposition des ports non colorés [21].

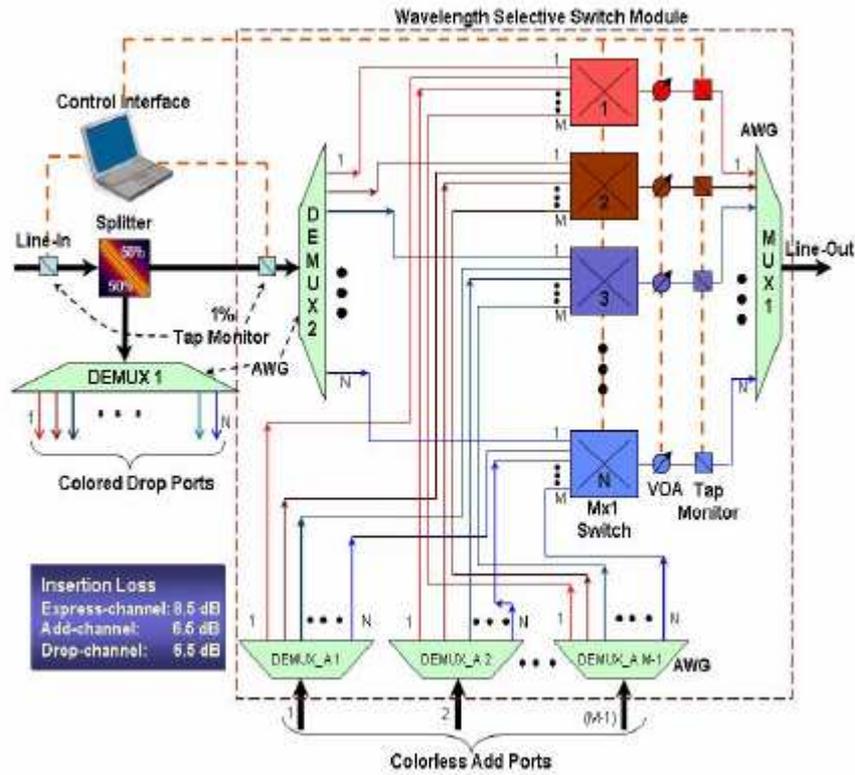


Figure 1.17 : ROADM basé sur une architecture hybride [21]

Comme les chemins optiques de l'ensemble WSS et AWG sont réversibles, l'architecture illustrée sur la figure ci-dessus peut être modifiée en utilisant le WSS comme module d'extraction reconfigurable, suivi d'un multiplexeur pour les canaux à insérer (Cf. figure 1.18).

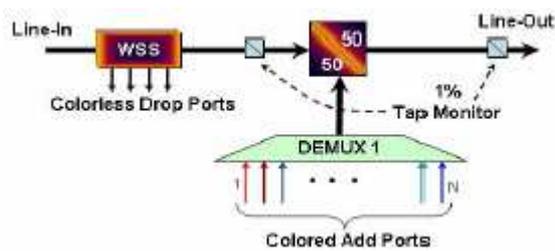


Figure 1.18 : Architecture hybride alternative pour le ROADM [21]

Les fournisseurs de services peuvent choisir l'une ou l'autre des architectures suivant le type d'application et les exigences du réseau.

Les performances, en termes de pertes d'insertion de l'architecture hybride sont à comparer à celles des architectures basées sur des PLC [22] et des WSS [23] (Cf. figure 1.19).

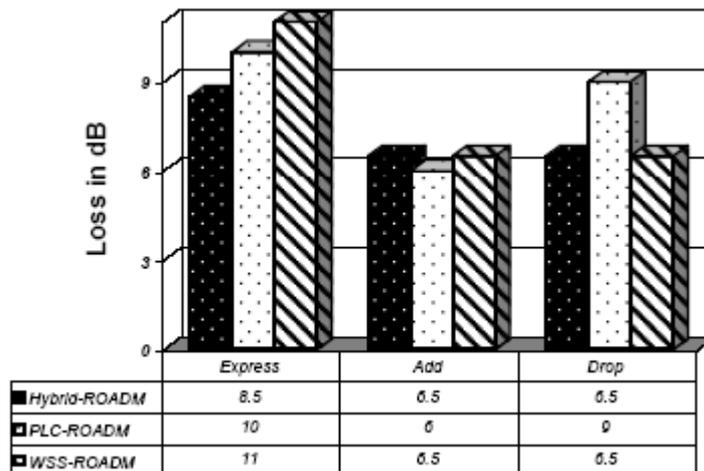


Figure 1.19 : Comparaison des pertes d'insertion entre les différentes architectures [21]

## 1.4 Positions des différents acteurs de réseaux

Il est presque unanimement établi que les ROADMs vont occuper une place privilégiée dans le réseau. Mais ce qui est à définir c'est leur utilisation par rapport aux différents secteurs du réseau, ainsi que le choix de la technologie pour répondre au mieux aux exigences de tel ou tel secteur. Si on se réfère à l'étude prévisionnelle donnée en [6], les technologies prometteuses sont les PLC et les WSS ; une partie du réseau continue à utiliser les WB. Le marché des sous systèmes WSS a connu une dynamique exponentielle allant de 15 % de vente en 2005 jusqu'à environ la moitié de toutes les ventes du secteur WDM dans les quatre premiers mois de 2006 (Cf. figure 1.20). Ceci est dû à leur grande flexibilité que les opérateurs souhaiteraient exploiter pour construire des réseaux non seulement de degré 2 (anneau), mais aussi multi-degrés (réseaux maillés). Cette richesse dans l'offre ROADM fait qu'inévitablement chaque acteur dans le réseau a sa propre vision du déploiement futur de ce type de sous-système [11].

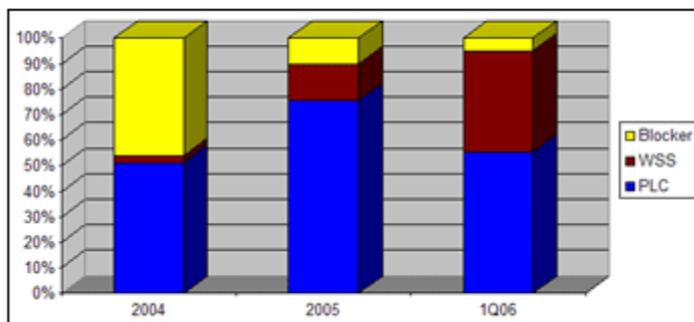


Figure 1.20 : Vente de ROADMs par type de technologie [6]

### 1.4.1 L'approche Cisco

Cisco bâtit sa politique de choix des technologies en se basant sur le critère 'Volume' de déploiements des différents sous systèmes dans le réseau. Selon Cisco, 80 à 85 % des sites OADMs sont de degré 2. Les 15 à 20% restant sont des interconnexions d'anneaux de degré supérieur. Le tableau (1.3) compare les différentes technologies en tenant compte du critère volume de déploiement (degré 2).

Génération des ROADMs	Technologies	Avantages/Inconvénients
1 <sup>ère</sup> génération	Mux/demux avec commutateurs MEMS	Perte élevée (17dB)
		PDL et Perte importantes = 600km anneau max
2 <sup>ème</sup> génération	WB	Beaucoup de composants
		WB coûteux
3 <sup>ème</sup> génération	PLC	mieux pour des ROADMs de degré 2
		Extensible au réseau maillé
		Production en masse
		Capacité pour les 40-Gbit/s
	WSS	Actuellement technologie en service la plus populaire
		Coûteux pour des Nœuds de degré 2
		Technologie relativement nouvelle mais mature

Source: Cisco Systems, 2006

Tableau 1.3 : Comparaison des générations de ROADMs

Selon ce critère de ‘Volume’ de déploiement des différents sous systèmes, et en commençant par la technologie la plus ancienne, on constate que les WBs ont des coûts élevés, car leur ‘volume’ est faible et ils sont essentiellement déployés dans le secteur des longues distances. Par contre, les PLC avec un coût plus faible sont bien adaptés à la majorité des sites de degré 2. D’autre part, les WSS se prêtent bien à un déploiement dans une architecture maillée de degré supérieur. Le tableau (1.4) résume (selon Cisco) les différentes technologies des ROADMs et leurs caractéristiques.

Technologie	Cout relatif par longueur d’onde	Perte	Densité	Maillage	Contrôle du niveau des canaux
PLC	\$	élevée	La plus grande	Via extension	Oui
WSS	\$\$\$	basse	moyenne	Oui	Optionnelle
Demux-Commut-mux	\$\$\$	élevée	basse	Non	Non
WB	\$\$	moyenne	basse	Non	Non

Source: Cisco Systems, 2006

Tableau 1.4 : Comparaison des différentes technologies des ROADM

### 1.4.2 L’approche de Meriton Networks

Selon Meriton, la flexibilité qu’offre le WSS est capitale pour les opérateurs. La structure du ROADM à base de WSS est rappelée en figure 1.21. Les caractéristiques de ce type de ROADM dépendent bien sûr de la façon dont le sous système WSS est implémenté. Le tableau (1.5) donne le constat établi par Meriton Networks sur les caractéristiques d’un ROADM à 6 ports en fonction du sous système utilisé (WB, iPLC ou WSS). Il apparaît que les ROADMs à base de WSS à port non colorés (colorless ports) garantissent un coût d’exploitation et de maintenance (capex, opex) le plus faible qui soit.

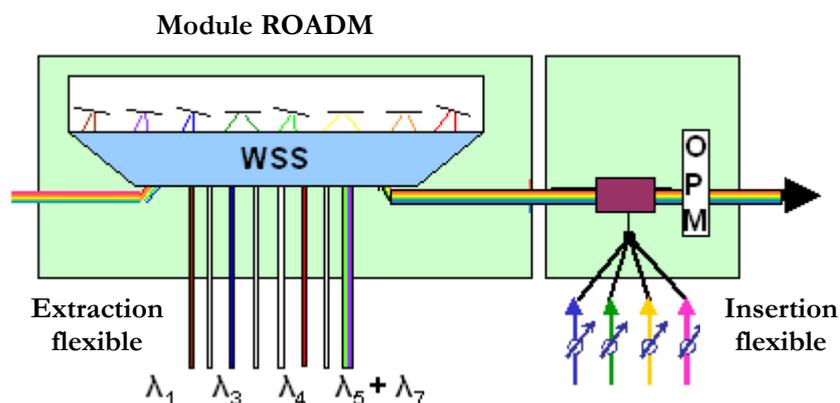


Figure 1.21 : ROADM à base de WSS

Exigences	WB - ROADM Ports Fixes	iPLC - ROADM Ports Fixes	WSS - ROADM Ports Flexibles
Granularité à la longueur d'onde	Oui	Oui	Oui
Païement en fonction de l'extension (Pay-as-you-grow)	Doit installer – toutes les Longueurs d'onde dès le Jour Un.	Doit installer – toutes les Longueurs d'onde dès le Jour Un.	Modulaire
Egalisation par canal (toutes les longueurs d'onde)	Canaux "express" seulement	"express" et Insérés seulement	Tout les "express" – Insérés et Extraits
Cascade de 16 nœuds OADM sur 1200km à 10-Gbit/s sans régénération	Similaire au WSS	Possible	Oui
Interconnexion d'anneaux pas chère	Non	Non	Oui
ROADM avec ports Colorless	Non	Non	Oui
Couche optique totalement automatisée	Non	Non	Oui
40-Gbit/s établi	Similaire au WSS	> 500km, 16 nœuds	> 500km, 16 nœuds
<b>Source:</b> Meriton Networks, 2006			

**Tableau 1.5 :** Comparaison des caractéristiques d'un ROADM à 6 ports basé sur un WB, iPLC & WSS

### 1.4.3 L'approche de JDS Uniphase

En qualité de vendeur de composants de base et de sous systèmes, JDS Uniphase peut prétendre avoir une vision plus globale sur les technologies des ROADMs. Selon cet acteur, il n'existe pas de solution unique qui puisse allier à la fois coût faible et haute performance. Il est alors nécessaire de choisir la bonne solution technologique dédiée au secteur approprié du réseau et ceci au moindre coût. Les WBs et les WSS 5x1 se prêtent bien au secteur longue et ultra-longue distances. La version 1x9 des WSS correspond bien au secteur métropolitain de degré 2-8, alors que les PLC s'adressent au secteur métropolitain de degré 2.

## 1.5 Structure proposée

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que pour les ROADMs en technologie iPLC, les fonctions de multiplexage/démultiplexage sont assurées à l'aide de phasars (AWGs), et pour ceux basés sur des plateformes espace libre, les mux/demux sont réalisées au moyen de réseaux de diffraction (Diffraction Grating). En d'autres termes, le sous système WB constituant ces ROADMs doit disposer d'un module qui s'occupe de la séparation spatiale (démultiplexage) des différentes longueurs d'onde incidentes contenues dans le multiplex WDM et aussi de la fonction inverse (multiplexage). Le SLM quant à lui utilise des matrices ou barrettes à base de cristaux liquides, de LCoS, de PDLC, ou de miroirs MEMS. Cette approche présente l'avantage d'offrir des réponses spectrales aussi plates que l'on veut, au prix d'une augmentation du nombre de composants et de la taille du sous système. L'implémentation des WSS semble plus aisée avec cette technologie que celle des WB.

Nous proposons une solution technologique alternative pour réaliser un WB sans module de séparation spatiale de longueurs d'onde et qui opère directement sur l'ensemble des canaux. Ce WB, qui fait aussi fonction d'égaliseur de niveaux des canaux, est basé sur des filtres optiques à interférences en polarisation (Polarization Interference Filter, PIF). Le dispositif illustré sur la figure 1.22-a est constitué d'un polariseur d'entrée, de  $m$  blocks correspondant aux  $m$  canaux à traiter et d'un polariseur de sortie (analyseur). Chaque block, qui est optimisé pour traiter un canal (ou longueur d'onde) prédéfini, est composé de trois parties. La partie 1 est un filtre de Šolc alterné constitué de  $N$  lames biréfringentes orientées à des angles  $\pm \varrho$  où  $\varrho$  est l'angle modifié de Šolc tel que  $\varrho = \pi/8N$ . La partie 2 est constituée d'une cellule à cristaux liquides (LCC) qui assure la fonction de commutation (blocage) ainsi que les niveaux de grille intermédiaires (égalisation) correspondant aux canaux contrôlés. La partie 3 est, dans un sens, le miroir de la partie 1 avec le même nombre de lames biréfringentes mais qui sont orientées, après la LCC, à des angles  $\pm \varrho + 90^\circ$ . Le nombre  $m$  de blocks ainsi que le nombre de lames biréfringentes par block dépendra de l'application réseau comme nous allons le voir en détail plus loin. Le dispositif dans sa deuxième version peut être rendu insensible à la polarisation si on substitue au polariseur d'entrée un ensemble constitué d'un cube séparateur de polarisation (Polarization Beam Splitter, PBS), d'un prisme et d'une lame demi-onde comme illustrée sur la figure 1.22-b. Le PBS décompose le faisceau de lumière non polarisé arrivant par la fibre d'entrée en deux faisceaux perpendiculaires et linéairement polarisés (suivant l'axe  $x$  et l'axe  $y$ ). Le rôle de la lame biréfringente demi-onde ( $\lambda/2$ ) est alors de donner au faisceau polarisé suivant l'axe  $y$  la traversant un retard de phase correspondant à  $(1+2k)\pi$  où  $k$  est un entier, de telle sorte que la vibration émergente soit polarisée suivant l'axe  $x$ .

Le choix de ce type de technologie est motivé par:

- l'importance de la fonction de filtrage pour garantir les spécifications typiques pour des applications DWDM avec un espacement entre canaux (Inter Channel Spacing, ICS) de 50/100 GHz, et pour des applications CWDM avec un ICS de 20 nm et une bande passante de 12 nm.
- l'intérêt à maintenir les efforts sur les WB vu les recommandations des acteurs Télécoms tels que Cisco, Meriton, JDSU, Alcatel, et autres qui assurent que 80 à 85 % des ROADMs à base de WB sont toujours déployés dans le secteur des longues distances [11].

Aussi, 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. Notons enfin que la technologie des PIF offre encore deux autres avantages :

- elle permet le blocage de longueurs d'onde et l'égalisation des niveaux sans l'utilisation de parties mobiles.
- à la différence des filtres absorbants, les PIF opèrent en transmission et offrent une réponse composée de deux vibrations rectilignes polarisées orthogonalement.

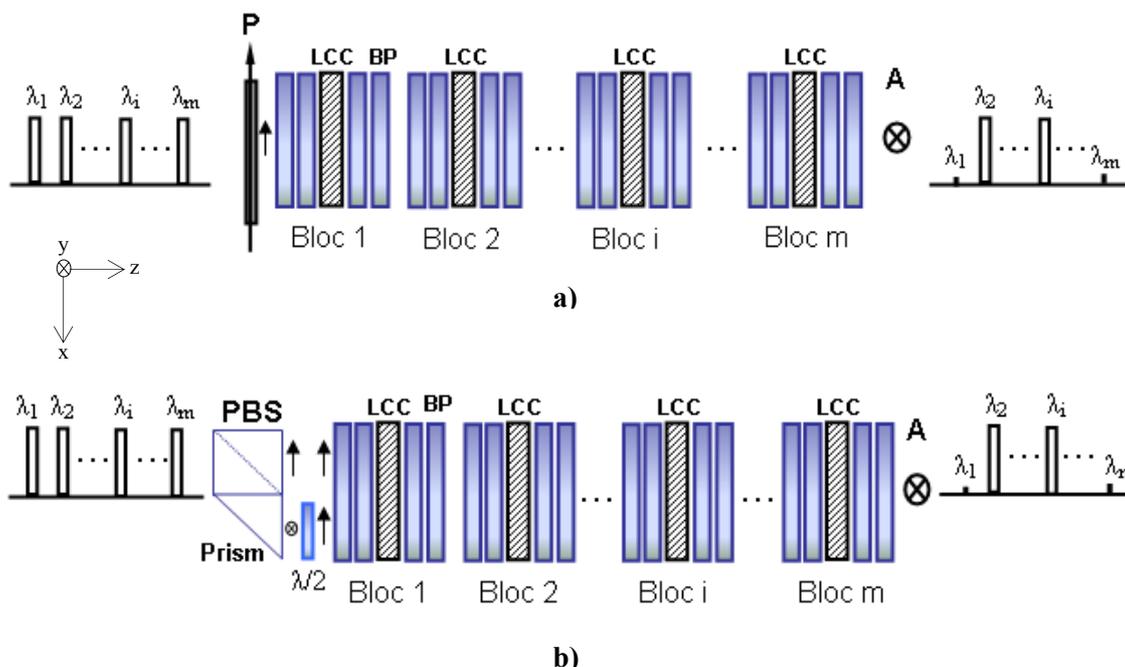


Figure 1.22 : **(a)** Structure du Bloqueur de longueur d'onde (WB) à m canaux utilisant un polariseur d'entrée (P). **(b)** Version du WB insensible à la polarisation utilisant un cube séparateur de polarisation (PBS). BP: Lamme Biréfringente, LCC: Cellule à Cristaux liquides,  $\lambda/2$ : Lamme demi-onde, A: Polariseur de sortie (Analyseur).

## Conclusion du chapitre 1

Il apparaît aujourd'hui que la croissance soutenue du domaine des télécommunications allée à une augmentation constante du nombre de connexions (utilisateurs et serveurs) fait que les ROADMs ou encore les brasseurs optiques (Optical Cross-Connect, OXC) deviennent une nécessité au niveau de la quasi-totalité des secteurs du réseau.

La demande des opérateurs est réelle et l'offre commerciale pour des canaux modulés à très haut débit existe (Cisco, Meriton, ...). Si on souhaite répondre à la demande croissante de débit, il est nécessaire de valider le fonctionnement et d'améliorer les performances des ROADMs et OXC dédiés au traitement de canaux optiques. Ne perdons pas de vue qu'une des principales motivations pour la

commutation optique réside dans la transparence de la technologie optique aux formats et au débit du canal à commuter.

Plusieurs architectures pour les ROADMs ont été réalisées. Le choix entre ces architectures est déterminé de façon à répondre au mieux aux exigences de tel ou tel secteur du réseau. Les ROADMs à base de WB continuent à être utilisés dans les réseaux longue distance, mais globalement le coût de ces dispositifs reste relativement élevé.

Dans le but de réduire ce dernier, nous avons choisi de concevoir un WB avec une technologie intégrant des structures de filtres biréfringents associés à des cellules à cristaux liquides dédiées à la reconfiguration.

Dans les chapitres suivants, nous allons décrire les phénomènes physiques clés à l'origine du fonctionnement du sous-système WB que nous avons proposé au paragraphe 1.5 ainsi que les différentes fonctionnalités propres aux filtres biréfringents et qui constituent les briques de base pour ce sous système.

## **Bibliographie du chapitre 1**

- [5] Denis Gallant, "Optical Network Foundation for Triple Play Services Roll-out", in Optical Fiber Communication Conference (OFC'06), Optical Society of America, Washington, DC, NWC3, 2006.
- [6] Heavy reading report, [http://img.lightreading.com/heavyreading/pdf/hr20060927\\_esum.pdf](http://img.lightreading.com/heavyreading/pdf/hr20060927_esum.pdf), september 2006.
- [7] Steve Robinson, " Ensuring profitability with a 3G ROADM system", <http://lw.pennnet.com>, Lightwave, may, 2006
- [8] W. I. Tomlinson, "Wavelength-selective switching - architecture and technology overview", Optical Society of America, 2004
- [9] Bert Basch et al., "DWDM System Architecture and Design Trade-Offs", in Optical Fiber Communication Conference (OFC'06), Optical Society of America, Washington, DC, NThC2, 2006.
- [10] C.A. Al Sayeed et al, " Performance Optimization of PLC-based ROADM Subsystem in Ring-to-Ring Interconnection", IEEE International Conference on Communications, vol. 6, pp. 2764 – 2769, june 2006.
- [11] Lightreading reports, "Next-Gen ROADMs", [www.lightreading.com](http://www.lightreading.com), 2006
- [12] J.-K. Rhee et al., "Variable passband optical add-drop multiplexer using wavelength selective switch", in The 27<sup>th</sup> European Conference on Optical Communication, Amsterdam,Th.L.1.7, 2001.
- [13] J. Ertel et al, "Design and Performance of a Reconfigurable Liquid-Crystal-Based Optical Add/Drop Multiplexer", J. Lightwave Technol., vol. 24, no. 4, pp. 1674 - 1680, 2006.
- [14] G. Baxter et al., "Highly programmable Wavelength Selective Switch based on Liquid Crystal on Silicon switching elements", in Optical Fiber Communication Conference (OFC'06), Optical Society of America, Washington, DC, OTuF2, 2006.
- [15] Cedric Letort and Bruno Fracasso, "Two-Dimensional Fibre Array Design and Characterisation for Holographic Wavelength Selective Switching Devices", in The 32<sup>nd</sup> European Conference on Optical Communication (ECOC'06), Cannes, France, 24<sup>th</sup>-28<sup>th</sup> september 2006.
- [16] B. Fracasso et al, "Design and performance of a versatile holographic liquid-crystal wavelength-Selective optical switch", J. Lightwave Technol., vol. 21, no. 10, pp. 2405 - 2411, 2003.
- [17] N. Wolffer et al., " Holographic switching between single mode fibers based on electrically addressed nematic liquid crystal gratings with high deflection accuracy", Opt. Commun. 169, pp. 42-46, 1999.

- [18] T. Loukina et al., "Dynamic spectral equalizer using free-space dispersive optics combined with a polymer-dispersed liquid crystal spatial light attenuator", *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, no. 9, pp. 2067 - 2073, 2003.
- [19] Roland Ryf et al., "Wavelength Blocking Filter With Flexible Data Rates and Channel Spacing", *J. Lightwave Technol.*, vol. 23, no. 1, pp. 54 - 61, 2005.
- [20] Dan M. Marom et al., "Wavelength-Selective 1x K Switches Using Free-Space Optics and MEMS Micromirrors: Theory, Design, and Implementation", *J. Lightwave Technol.*, vol. 23, no. 4, pp. 1620 - 1630, 2005.
- [21] C. A. Al Sayeed et al., "Hybrid Low Loss Architecture for Reconfigurable Optical Add/Drop Multiplexer", in 49<sup>th</sup> Annual IEEE Globecom Technical Conference and IEEE Communications Expo., OPN04-5, 2006.
- [22] iROAD™ Integrated Reconfigurable Optical Add Drop Multiplexer Module, DuPont Photonics, 2006
- [23] Metconnex Inc., ROADM Architectures and Implementations, <http://www.metconnex.com/Products-page/roadm.htm>, 2006.
- [24] WSS 5400 Product Brief, Metconnex Inc, 2006, <http://www.metconnex.com/Products-page/products.htm>.
- [25] Lightreading reports , " Who Makes What: Optical Components 2007", February 2007, [http://www.lightreading.com/document.asp?doc\\_id=115780&page\\_number=3](http://www.lightreading.com/document.asp?doc_id=115780&page_number=3)
- [26] J. Kondis et al., "Liquid crystal in bulk optics-based DWDM optical switches and spectral equalizers", in The 14<sup>th</sup> Annual Meeting of the IEEE LEOS 2001, vol. 1, pp. 292 - 293, 12-13 nov. 2001.

# 2

*Modèle mathématique et physique pour  
les structures biréfringentes*

## Sommaire du chapitre 2

### Chapitre 2 *Modèle mathématique et physique pour les structures biréfringentes*

<b>2.1 Propagation de la lumière dans un milieu diélectrique anisotrope.....</b>	<b>35</b>
2.1.1 Introduction .....	35
2.1.2 Anisotropie linéaire .....	35
2.1.3 Polarisabilité électrique des milieux diélectriques .....	36
2.1.4 Propagation d'ondes planes dans un milieu anisotrope linéaire .....	38
2.1.5 Ellipsoïde des indices .....	39
2.1.6 Effets Electrooptiques.....	40
<b>2.2 Cas des cristaux liquides .....</b>	<b>44</b>
2.2.1 Phases des cristaux liquides.....	44
2.2.1.1 Phase nématique.....	45
2.2.1.2 Phase Smectique.....	45
2.2.2 Effet électrooptique .....	46
<b>2.3 Représentation des états de polarisation de la lumière .....</b>	<b>48</b>
2.3.1 Représentation trigonométrique.....	48
2.3.2 Représentation de JONES .....	48
<b>2.4 Filtres Biréfringents .....</b>	<b>55</b>
2.4.1 Déphaseurs entre Polariseur/Analyseur .....	55
2.4.2 Filtres Biréfringents.....	55
2.4.3 Accordabilité dans les filtres biréfringents.....	62
<b>2.5 Etude des Filtres Optiques à gabarits prédéfinis .....</b>	<b>63</b>
2.5.1 Analyse théorique .....	64
2.5.1.1 Considérations Générales .....	64
2.5.1.2 Réponse impulsionnelle d'une série de lames biréfringentes : .....	65
2.5.1.3 Spécification de la réponse désirée : .....	67
2.5.1.4 Synthèse du Filtre : .....	69
2.5.2 Exemple d'application .....	74
2.5.3 Résumé de la méthode de synthèse .....	76
<b>Conclusion du chapitre 2.....</b>	<b>77</b>

Les filtres spectraux utilisant la lumière polarisée ont été développés à l'origine pour des études astronomiques et en particulier pour l'observation de la couronne solaire avant que leur champ d'application ne se développe et s'étende à d'autres domaines tels que les cavités lasers et bien sûr les télécommunications. Ces filtres jouent un rôle important dans divers systèmes optiques et en particulier ceux où d'étroites bandes passantes et de grande plage d'accordabilité sont nécessaires.

Ils consistent en un assemblage de lames biréfringentes et de polariseurs. Les filtres de Lyot et de Šolc constituent les deux versions de base de ce type de filtres. Ils sont basés sur les interférences en lumière polarisée, qui exigent un déphasage (retard de phase) entre les composantes de la lumière polarisée, mais la forme spécifique et particulière de leur gabarit spectral a limité leur champ d'applications et n'a pas permis son extension. En effet, avec la diversification des applications, le besoin d'avoir des dispositifs et, en particulier, des filtres optiques accordables et/ou dont la fonction de transfert peut être décrite par une expression quelconque en fonction de la fréquence, est plus que souhaité, voire une exigence.

Dans ce 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 décrivons l'effet électrooptique, responsable de l'accordabilité de tels filtres. 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. On parle alors de *filtres à gabarit prédéfini*.

## 2.1 Propagation de la lumière dans un milieu diélectrique anisotrope

### 2.1.1 Introduction

Un milieu diélectrique anisotrope est un milieu dont les propriétés optiques, et en particulier l'indice de réfraction, vues par une onde électromagnétique plane s'y propageant, dépendent de la direction de propagation de celle-ci. On montre que pour une direction de propagation donnée il existe deux indices de réfraction. Ces derniers sont associés à des ondes électromagnétiques ayant des états de polarisation ou états propres qui peuvent se propager sans altération. On distingue deux types d'anisotropie optique, *l'anisotropie linéaire* dont les états propres de propagation sont les états de polarisation rectiligne, et *l'anisotropie circulaire* pure dont les états propres de propagation sont les états de polarisation circulaire. Dans la suite, nous nous intéressons à l'anisotropie linéaire du fait que les composants utilisés dans ce travail de thèse jouissent de cette propriété.

### 2.1.2 Anisotropie linéaire

Les milieux diélectriques anisotropes linéaires existent à l'état naturel. A l'état solide, les milieux cristallins, sauf les milieux de symétrie cubique qui sont isotropes, possèdent cette propriété. Parmi ceux-ci les plus courants et les plus utilisés dans le domaine de l'optique pour réaliser des dispositifs sont la silice cristallisée ou quartz  $\text{SiO}_2$ , le spath d'Islande ou calcite  $\text{CaCO}_3$  ou encore le niobate de lithium  $\text{LiNbO}_3$ . Il existe d'autre part des relations entre la symétrie cristalline des milieux et leur

anisotropie optique, ce qui permet d'introduire une classification dans ces derniers. Les liquides, les gaz et les solides amorphes, comme les verres, ne présentent pas d'anisotropie optique linéaire car ils possèdent une structure désordonnée. Néanmoins, quelques corps en phase liquide, tels que les *cristaux liquides*, ont un certain ordre. Dans certaines gammes de température, ils présentent des propriétés d'anisotropie, très utile dans certaines applications. Par ailleurs, les milieux initialement isotropes perdent leur isotropie et les milieux anisotropes voient leur anisotropie modifiée sous l'effet d'une contrainte externe. Cette contrainte peut être de nature soit élastique telle qu'une pression et l'effet physique mis en jeu est l'effet photoélastique, soit électrique, par application d'un champ électrique et l'effet physique mis en jeu est alors l'effet POCKELS ou l'effet KERR, soit magnétique par application d'un champ magnétique et l'effet correspondant est connu sous le nom d'effet COTTON-MOUTON et d'effet KERR magnétique. Les matériaux dont l'anisotropie peut varier sous l'effet d'une action externe sont d'une grande importance dans la pratique car leur anisotropie peut être contrôlée.

### 2.1.3 Polarisabilité électrique des milieux diélectriques

Lorsqu'une onde électromagnétique traverse un milieu matériel, elle induit une polarisation électrique  $P$  représentée par une fonction vectorielle  $P(E)$  où  $E$  est le champ exciteur de l'onde électromagnétique. Si le milieu présente uniquement une anisotropie linéaire et si l'onde électromagnétique est une onde plane monochromatique, caractérisée par un champ électrique  $E$  de faible amplitude (cas de l'électromagnétisme linéaire), alors la polarisation induite s'exprime par la relation suivante :

$$P = \epsilon_0 [\chi] E \quad (2.1)$$

où  $[\chi]$  est le tenseur susceptibilité électrique traduisant l'anisotropie optique linéaire du milieu. Les valeurs des termes de ce tenseur dépendent des différentes structures cristallines ou moléculaires des milieux. De plus, elles dépendent fortement de la fréquence optique de l'onde, à cause de la dispersion chromatique. Dans un repère orthonormé  $Oxyz$ , si l'on utilise la convention d'EINSTEIN pour la sommation implicite sur les indices répétés, la composante  $P_i$  ( $i=x, y, z$ ) de la polarisation  $P$  s'exprime par la relation :

$$P = \epsilon_0 \sum_{j=1}^3 \chi_{ij} E_j = \epsilon_0 \chi_{ij} E_j \quad (2.2)$$

L'induction électrique  $D$  est telle que :

$$D = \epsilon_0 [\epsilon] E \quad (2.3)$$

où  $[\epsilon]$  est le tenseur permittivité relative relié au tenseur  $[\chi]$  par la relation :

$$[\epsilon] = [I] + [\chi] \quad (2.4)$$

où  $[I]$  est le tenseur identité. Chaque terme du tenseur  $[\epsilon]$  est relié aux termes du tenseur  $[\chi]$  par la relation  $\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + \chi_{ij}$  dans laquelle  $\delta_{ij}$  est le symbole de KRONECKER ( $\delta_{ij} = 1$  si  $i = j$  et  $0$  si  $i \neq j$ ).

La permittivité électrique des matériaux étant intimement liée à la notion d'indice de réfraction, les propriétés du tenseur  $[\boldsymbol{\epsilon}]$  se traduiront immédiatement par des propriétés optiques des matériaux.

Des considérations énergétiques permettent de démontrer que le tenseur  $[\boldsymbol{\epsilon}]$  est symétrique, c'est-à-dire,  $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$ . Par conséquent, il ne dépend plus que de six paramètres indépendants. Avec un changement d'axes il est possible de transformer ce tenseur réel en un tenseur diagonal réel. Le système de coordonnées cartésiennes dans lequel le tenseur est diagonal est appelé le repère propre du milieu matériel, les axes de coordonnées de ce repère sont *les axes propres* ou *axes principaux* du milieu.

Dans le repère propre, noté Oxyz, on a la relation constitutive suivante :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 [\boldsymbol{\epsilon}] \mathbf{E} \quad (2.5)$$

où  $[\boldsymbol{\epsilon}]$  est maintenant un tenseur réel diagonal (pour un milieu non absorbant). En développant cette relation symbolique, on obtient :

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

Seuls trois coefficients sont donc nécessaires pour caractériser un milieu anisotrope linéaire non-absorbant. Suivant les valeurs relatives de ces coefficients, une classification des milieux peut être effectuée. Le Tableau (2.1) présente les tenseurs des permittivités et les tenseurs des indices pour différents types de cristaux [28]. Par analogie avec le cas des milieux isotropes, on définit les indices de réfraction principaux  $n_x$ ,  $n_y$  et  $n_z$  reliés aux permittivités par la relation générale :

$$\epsilon_i = n_i^2 \text{ avec } i = x, y \text{ ou } z. \quad (2.7)$$

Les milieux anisotropes sont classés en deux groupes, les milieux uniaxes et les milieux biaxes. Cette classification se fait par rapport à la propagation d'une onde électromagnétique plane et monochromatique dans ces milieux. Dans le cas des milieux anisotropes uniaxes, les indices  $n_o$  et  $n_e$  sont respectivement appelés *indice ordinaire* et *indice extraordinaire*. Seuls les milieux uniaxes seront considérés ici, car leur étude est relativement simple, leurs performances assez intéressantes et restent parmi les plus utilisés.

	TENSEUR DES PERMITTIVITES	TENSEUR DES INDICES
<p>Milieux isotropes</p> <p><math>\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = \epsilon</math></p>	$\begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_x \end{bmatrix}$	$n^2 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
<p>Milieux anisotropes uniaxes</p> <p>d'axe optique <math>oz</math></p> <p><math>\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z</math></p>	$\begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{bmatrix}$
<p>Milieux anisotropes biaxes</p> <p><math>\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z</math></p>	$\begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{bmatrix}$

Tableau 2. 1: Tenseurs des permittivités et des indices

### 2.1.4 Propagation d'ondes planes dans un milieu anisotrope linéaire

Le repère de travail est le repère propre Oxyz dans lequel le tenseur permittivité est diagonal. Les solutions des équations de Maxwell sont de la forme d'ondes planes de vecteur d'onde  $\mathbf{k} = k\hat{u}$  dont les composantes du vecteur  $\hat{u}$  sont  $\{\alpha, \beta, \gamma\}$ . Si l'on introduit un indice  $n$  dans la direction de propagation de la phase par la relation  $k = nk_0$ , on introduit la notion d'indice normal (indice vu par l'onde qui se propage suivant le vecteur  $\hat{u}$ ). L'indice normal  $n$  est fonction de la direction de propagation, soit  $n(\hat{u})$ , d'où le concept d'anisotropie optique. La vitesse de phase  $v_\phi$  de l'onde plane, égale par définition à  $w/k$  où  $w$  est la pulsation de l'onde, est reliée à l'indice normal par la relation

$$v_\phi = c/n \tag{2. 8}$$

Comme l'indice normal, la vitesse de phase est également fonction de la direction de propagation  $\hat{u}$  de l'onde plane.

La résolution de l'équation de FRESNEL [29] conduit à la conclusion que pour une direction donnée  $\hat{u}$ , il existe deux valeurs positives  $n'$  et  $n''$  pour l'indice normal  $n$ . C'est l'existence de ces deux valeurs pour l'indice de réfraction normal qui est à l'origine du concept de biréfringence. Cette dernière est définie comme  $\delta n = |n' - n''|$ . A chacune des valeurs de l'indice est attachée une onde plane caractérisée par son vecteur déplacement électrique  $D$  et sa vitesse de phase  $v_\phi$ . Ainsi, pour une

direction de propagation donnée  $\hat{u}$ , il existe deux ondes planes caractérisées respectivement par les vecteurs  $D'$  et  $D''$  orthogonaux au vecteur  $\hat{u}$  et se propageant à des vitesses différentes, soit :

$v'_{\varphi} = c/n'$  ,  $v''_{\varphi} = c/n''$  . En plus, les états de polarisation de ces deux ondes sont rectilignes et orthogonaux. Ces deux états de polarisation sont nommés *états propres* de propagation.

### 2.1.5 Ellipsoïde des indices

L'ellipsoïde des indices est une méthode géométrique simple de détermination simultanée des indices normaux  $n'$  et  $n''$  et des états propres de propagation (Cf. figure 2.1-a). Considérons le vecteur  $OM$  de module  $n$  et orienté suivant la direction du vecteur  $D$  caractérisé par les cosinus directeurs  $\{a, b, c\}$ . Ses composantes  $x, y$  et  $z$  sont dans le repère propre  $Oxyz$  telles que

$$OM = \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} na \\ nb \\ nc \end{bmatrix} = n \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix}$$

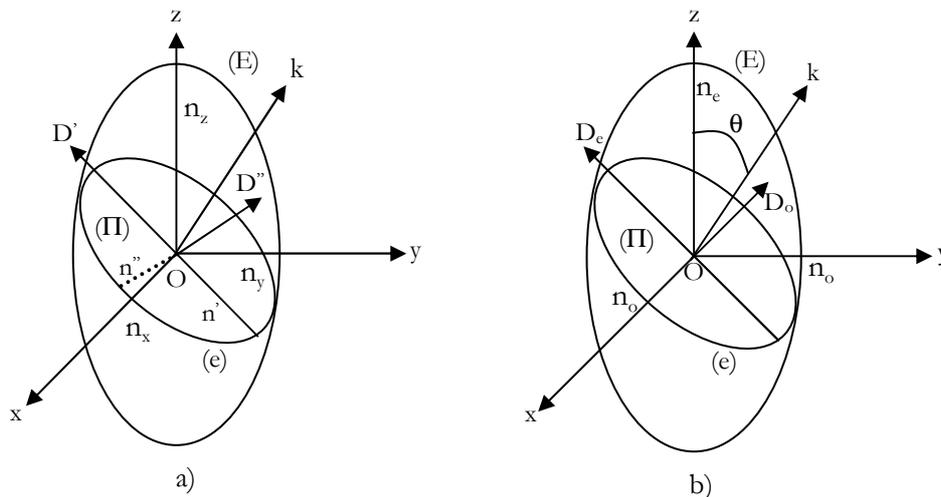


Figure 2.1 : Ellipsoïde des indices (E), plan d'onde (II) et les différents vecteurs  $D'$ ,  $D''$  et  $k$ .

L'équation de l'ellipsoïde (E), exprimée dans le repère propre  $Oxyz$  du milieu anisotrope s'écrit :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.9)$$

Dans la direction du vecteur  $D$ , cet ellipsoïde des indices est percé au point  $M$  tel que  $OM = n$ .

L'ellipsoïde des indices (E), le plan d'onde (II) orthogonal au vecteur d'onde  $k$  ainsi que les vecteurs électromagnétiques  $D'$  et  $D''$  apparaissent sur la figure 2.1-a. Le plan d'onde (II) coupe l'ellipsoïde des indices suivant une ellipse (e). Les vecteurs  $D'$  et  $D''$  sont naturellement dans le plan d'onde (II).  $D'$  et

$D''$  sont les deux états propres orthogonaux. Leurs orientations sont données par les axes de l'ellipse (e) section de l'ellipsoïde des indices (E) par le plan d'onde ( $\Pi$ ).

Dans le cas des milieux uniaxes, l'ellipsoïde des indices est un ellipsoïde de révolution autour de l'axe Oz qui est l'axe optique du milieu. Une section méridienne quelconque est décrite par une ellipse ayant pour longueur des demi-axes l'indice extraordinaire  $n_e$  sur l'axe optique et l'indice ordinaire  $n_o$  dans le plan perpendiculaire.

La figure 2.1-b montre que, quel que soit l'inclinaison  $\theta$  à cause de la symétrie de révolution, la valeur de l'un des indices (par exemple  $n'$ ) est constant et vaut  $n_o$  valeur de l'indice ordinaire. L'état de polarisation correspondant est l'état de polarisation ordinaire  $D_o$ . La direction de l'état de polarisation  $D_e$  associé à l'onde extraordinaire est donnée par la projection de l'axe optique sur le plan d'onde. La direction de polarisation ordinaire  $D_o$  s'en déduit alors par orthogonalité. L'indice extraordinaire  $n_e$  dépend de l'angle  $\theta$  et satisfait l'expression

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \quad (2. 10)$$

Cette relation permet de calculer l'indice normal associé à l'état de polarisation extraordinaire dans un milieu uniaxe lorsque l'on connaît la direction de propagation de l'onde par rapport à l'axe optique. Pour ce type de milieu, la biréfringence du matériau est donnée par la différence maximum des indices de réfraction, soit

$$\delta n = |n_e - n_o| \quad (2. 11)$$

Si la direction de propagation est parallèle à l'axe optique, l'ellipse section se réduit à un cercle de rayon  $n_o$ . Le milieu se comporte pour cette direction comme un milieu isotrope. N'importe quel état de polarisation se propage le long de l'axe optique sans déformation. Si la direction de propagation est perpendiculaire à l'axe optique, l'angle  $\theta = \pi/2$  et l'ellipse section est une ellipse méridienne. L'indice extraordinaire est égale à l'indice extraordinaire principal  $n_e$ . L'état de polarisation extraordinaire  $D_e$  est parallèle à l'axe optique alors que l'état de polarisation ordinaire  $D_o$  lui est perpendiculaire.

L'ellipsoïde des indices représente la surface indicatrice du tenseur  $[\epsilon]$  (ou du tenseur  $[n]$ ) et est utile dans l'étude des anisotropies induites par des champs extérieurs. En effet, l'ellipsoïde des indices se modifie légèrement sous l'action de ces champs et les nouvelles propriétés optiques du milieu sous contraintes peuvent être déduites.

### 2.1.6 Effets électrooptiques

Parmi ces contraintes, l'application d'un champ électrique induit la variation des indices de réfraction. Cet effet appelé *effet électro-optique* est décrit par la loi suivante [29]

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{i,j} = Z_{ijk} \cdot E_k + R_{ijkl} \cdot E_k \cdot E_l \quad ; i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (2.12)$$

où  $Z_{ijk}$  et  $R_{ijkl}$  sont respectivement les coefficients électro-optiques linéaires et quadratiques du cristal.  $E_k$  et  $E_l$  sont les champs électriques appliqués.

Nous distinguerons deux effets électro-optiques :

- L'effet Pockels qui est un effet du premier ordre dont la biréfringence du cristal est linéaire ( $\delta n$  est proportionnel à  $E$ ).
- L'effet Kerr est un effet quadratique, dont la biréfringence du cristal est non linéaire ( $\delta n$  est proportionnel à  $E^2$ ).

Ces deux effets sont largement mis à profit dans le domaine des télécommunications optiques pour la conception, entre autre, de modulateur ou de commutateur [27]. Dans la suite, nous nous intéressons à l'effet électro-optique pour réaliser, à titre d'exemple, la fonction de la modulation.

### Modulation d'intensité

Comme nous avons vu dans la section précédente, la biréfringence du cristal varie sous l'effet d'un champ électrique [29]. Par exemple, si on dispose d'un cristal de *KDP*, « phosphate de potassium dihydrogéné », dont l'axe optique est pris par convention parallèle à l'axe  $z$ , son tenseur des coefficients électro-optiques est donné par

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

En lui appliquant un champ électrique  $E (E_x, E_y, E_z)$  parallèlement à l'axe  $z$ , l'équation de l'ellipsoïde des indices donnée par l'équation (2.9) s'écrit alors

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41}E_x yz + 2r_{41}E_y xz + 2r_{63}E_z xy = 1 \quad (2.14)$$

On remarque l'apparition d'un terme croisé et ceci montre que les axes de l'ellipsoïde ne sont plus parallèles aux axes  $x$ ,  $y$  et  $z$  du cristal pris ici comme axes du laboratoire. Donc, il est nécessaire de déterminer un nouveau repère ( $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$ ) dans lequel ces termes disparaissent [29]. Les relations de transformation entre les deux repères sont données par :

$$\begin{cases} x = x' \cos 45^\circ - y' \sin 45^\circ \\ y = x' \sin 45^\circ + y' \cos 45^\circ \\ z = z' \end{cases} \quad (2.15)$$

Dans ce nouveau repère, les variations des indices de réfraction ont pour expressions :

$$\begin{cases} n_{x'} = n_o - \frac{1}{2} \cdot n_o^3 \cdot r_{63} \cdot E_z \\ n_{y'} = n_o + \frac{1}{2} \cdot n_o^3 \cdot r_{63} \cdot E_z \\ n_z = n_e \end{cases} \quad (2.16)$$

La biréfringence se déduit alors :

$$n_{x'} - n_{y'} = n_o^3 \cdot r_{63} \cdot E_z \quad (2.17)$$

A partir des expressions précédentes, on obtient le déphasage entre les vibrations ordinaire et extraordinaire :

$$\phi = \frac{\omega}{c} (n_{y'} - n_{x'}) \cdot d = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot r_{63} \cdot n_o^3 \cdot V \quad (2.18)$$

où  $d$  est la longueur du cristal,  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $V$  est la tension appliquée dont la valeur est égale à  $V = E_z \cdot d$ . On remarque que le déphasage est proportionnel à la tension appliquée [28,29]. Par conséquent, on peut modifier l'état de polarisation de la lumière incidente en variant la tension appliquée. Par exemple, un déphasage  $\phi = \pi$  est induit par une tension, appelée tension demi onde  $V_\pi$  donnée par

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2 \cdot n_o^3 r_{63}} \quad (2.19)$$

Un dispositif de modulation d'intensité (Cf. figure 2.2) comprend essentiellement un modulateur électro-optique (MEO) et une lame quart d'onde  $Q_{\lambda/4}$ . Les lignes neutres du MEO, en présence de la tension  $V$ , sont orientées à  $45^\circ$  par rapport aux axes  $x$  et  $y$ , alors que les axes lent  $X_1'$  et rapide  $X_2'$  de la lame quart d'onde sont parallèles respectivement aux axes  $x'$  et  $y'$ . L'ensemble est placé entre polariseur (P)/analyseur (A) croisés. La transmittance du système est donnée par

$$T = \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right) = \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi}\right) \quad (2.20)$$

dont l'expression du déphasage est

$$\phi = \frac{\pi}{2} + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot r_{63} \cdot n_0^3 \cdot V \quad (2.21)$$

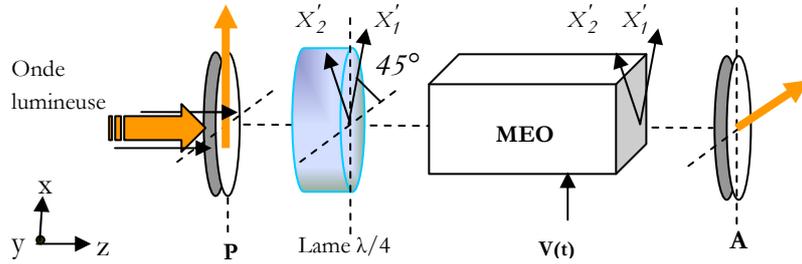


Figure 2. 2 : Principe d'un système de transmission par modulation d'intensité

Cette expression est composée de deux termes. Le premier terme est dû à la lame quart d'onde et peut être remplacé par une tension de polarisation  $V_{\pi/2} = V_{\pi}/2$ . Quant au second terme, qui est dû au MEO, il varie linéairement en fonction de la tension appliquée [28]. Par exemple, en appliquant une tension sinusoïdale  $V_m \sin(\omega t)$  au modulateur, son expression devient :

$$\phi = \phi_m \cdot \sin(\omega t) + \frac{\pi}{2} \quad (2.22)$$

Avec  $\phi_m = \pi \cdot V_m / V_{\pi}$ . En utilisant l'équation (2.20), la transmittance sera définie par

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} &= \sin^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\phi_m}{2} \sin \omega_m t\right) \\ &= \frac{1}{2} [1 + \sin(\phi_m \cdot \sin \omega_m t)] \end{aligned} \quad (2.23)$$

Le déphasage  $\phi_m$  est introduit par le MEO seul. Lorsque les conditions de fonctionnement sont telles que  $\phi_m \ll 1 \text{ rad}$ , la transmittance donnée par l'expression 2.23 s'écrit alors

$$\frac{I}{I_0} \cong \frac{1}{2} (1 + \phi_m \cdot \sin \omega_m t) \quad (2.24)$$

L'intensité transmise varie donc linéairement en fonction du signal appliqué sur le modulateur. La linéarité est obtenue par le biais de la lame quart d'onde qui joue le rôle d'une composante continue. En effet, lorsque l'intensité transmise est sans composante continue (ni lame ni tension de polarisation continue) la variation est non linéaire (Cf. figure 2.3-a). Ceci s'explique par le fait qu'on se situe sur un extremum de la fonction de transmission [30] et qu'il se produit un dédoublement de fréquence. Dans le cas de la figure 2.3-b la transmittance est linéaire.

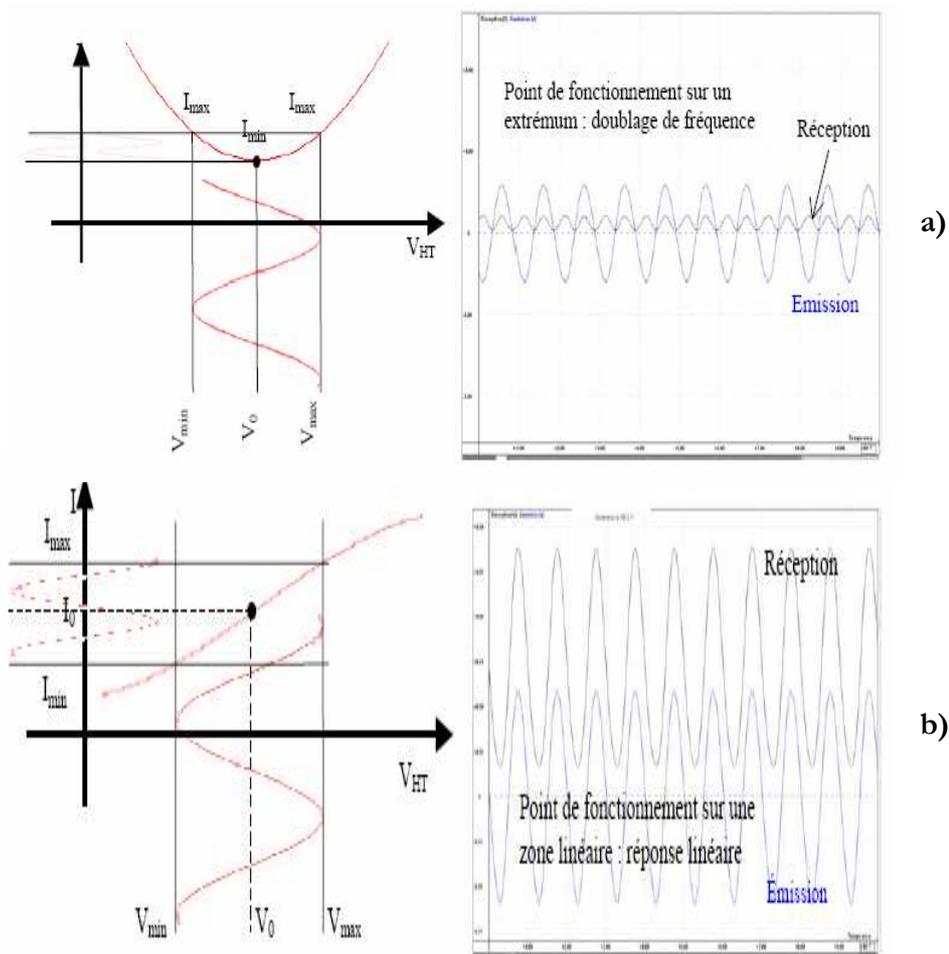


Figure 2.3 : Signal codé par modulation d'intensité en fonction du déphasage, (a) sans composante continue (b) avec composante continue

## 2.2 Cas des cristaux liquides

Un cristal liquide est un milieu à l'état liquide formé de molécules allongées qui peuvent s'orienter sous l'effet d'un champ électrique  $E$  [32]. La permittivité électrique  $\epsilon$  est différente selon que le champ est parallèle à l'axe des molécules ( $\epsilon_{//}$ ) ou perpendiculaire à ce dernier ( $\epsilon_{\perp}$ ). En général  $\epsilon_{//}$  est plus grande que  $\epsilon_{\perp}$  et les molécules ont tendance à s'aligner dans la direction du champ appliqué afin de minimiser l'énergie interne électrique. Avant de détailler cet effet électrooptique, citons d'abord les principales phases des cristaux liquides.

### 2.2.1 Phases des cristaux liquides

En fonction du degré d'ordre dans lequel se trouvent les molécules, le cristal liquide peut être dans plusieurs états ou phases [33-35]. Nous allons nous intéresser aux deux principales :

### 2.2.1.1 Phase nématique

La phase nématique du cristal liquide est caractérisée par des molécules qui n'ont pas un ordre de positionnement mais tendent à s'orienter dans la même direction Oz (suivant le directeur). Sur la figure 2.4 on peut noter que les molécules sont orientées verticalement mais ne sont pas arrangées suivant un ordre particulier.

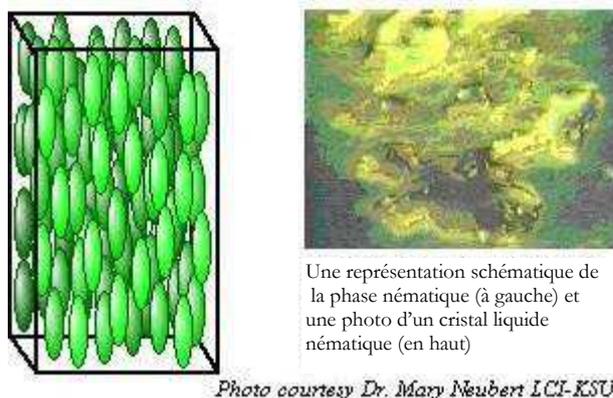


Figure 2. 4 : Phase nématique du cristal liquide

### 2.2.1.2 Phase Smectique

La phase smectique est une autre mésophase des substances cristal liquide. Dans cette phase, les molécules montrent un certain ordre transversal qui n'est pas présent dans la phase nématique. Dans cette phase, les molécules maintiennent un ordre d'orientation générale comme le nématique, mais aussi tendent à s'aligner en couches ou plans. Dans la phase smectique-A, le directeur est perpendiculaire aux plans smectiques et il n'y a aucun ordre de positionnement dans la couche (Cf. figure 2.5).

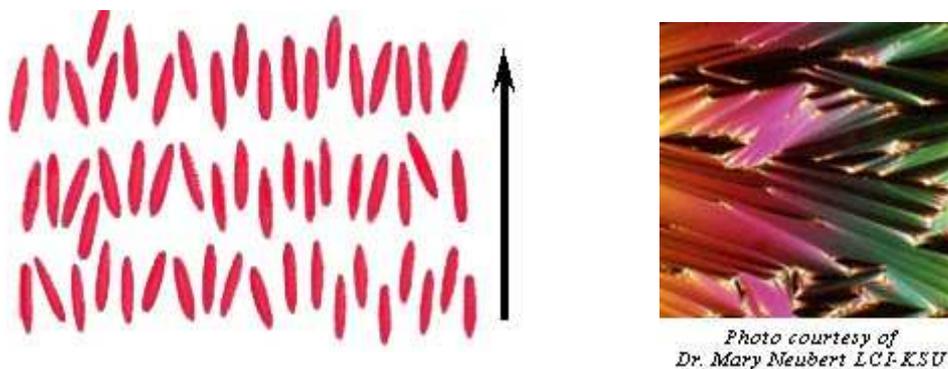


Schéma de la phase smectique-A

Photo de la phase smectique-A (utilisant un microscope polarisant)

Figure 2. 5 : Phase smectique-A du cristal liquide

D'une façon similaire, dans la phase smectique-B, le directeur est perpendiculaire aux plans smectiques, mais les molécules sont arrangées dans un réseau d'hexagones à l'intérieur de la couche. Dans la phase smectique-C, les molécules sont arrangées comme dans la phase smectique-A, mais le directeur est incliné sous un angle de 'tilt' constant perpendiculairement aux plans smectiques (Cf. figure 2.6).



Schéma de la phase smectique-C

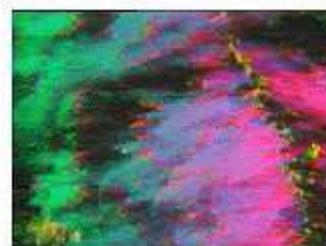


Photo courtesy Dr. Mary Neubert ICI-KSU

Photo de la phase smectique-C (utilisant un microscope polarisant)

Figure 2. 6 : Phase smectique-C du cristal liquide

### 2.2.2 Effet électrooptique

Le cristal liquide en phase nématique se comporte comme un milieu uniaxe positif, c'est-à-dire que  $n_e > n_o$ . Lorsqu'il est plongé dans un champ électrique  $E$ , l'orientation des molécules tend à s'aligner avec le champ ce qui correspond à une rotation d'un angle  $\alpha$  du directeur (axe optique), angle fonction de l'amplitude  $E$  du champ. L'alignement n'est en général pas complet avec le champ car les forces de cohésion internes s'y opposent. Une onde plane monochromatique traversant le milieu dans la direction du champ appliqué verra la biréfringence  $\delta n$  du matériau varier en fonction de  $E$ .

Considérons une cellule constituée d'un cristal liquide nématique placé entre deux lames de verre parallèles. Les molécules sont orientées par ancrage sélectif parallèlement aux faces des lames. Des électrodes partiellement transparentes sont déposées sur les deux lames afin de pouvoir appliquer un champ électrique dans la direction perpendiculaire aux faces de la cellule. Soit  $V$  la différence de potentiel appliquée. Lorsqu'une différence de potentiel suffisante (tension de transition de Fredericksz) est appliquée aux électrodes, l'ellipsoïde des indices bascule sans se déformer d'un angle  $\alpha$  dans la direction du champ créé.

Cet angle traduit un équilibre entre le couple électrostatique qui tend à aligner les molécules avec le champ  $E$  et les couples antagonistes dus aux forces de viscosité et aux forces d'ancrage sur les lames qui s'opposent à la rotation (Cf. figure 2.7).

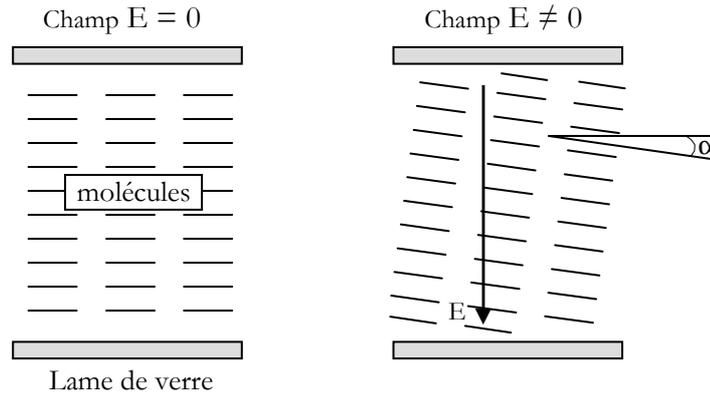


Figure 2.7 : Cellule constituée d'un cristal liquide nématique placé entre deux lames de verre parallèles.

On montre que pour une cellule d'épaisseur donnée, l'angle  $\alpha$  s'exprime par [28-35]

$$\begin{cases} \alpha = 0 & V < V_s \\ \alpha = \frac{\pi}{2} - 2 \arctan \left[ \exp \left( -\frac{V - V_s}{V_0} \right) \right] & V > V_s \end{cases} \quad (2.25)$$

où  $V_s$  est la tension de seuil de Freedericksz et  $V_0$  est une constante liée au matériau. Lorsque l'angle  $\alpha$  augmente, la biréfringence  $\delta n$  diminue. L'expression donnée par l'équation (2.10) du paragraphe (2.1.5)

montre que l'indice extraordinaire  $n_e(\alpha)$  s'exprime par

$$\frac{1}{n_e^2(\alpha)} = \frac{\cos^2 \alpha}{n_e^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{n_o^2} \quad \text{soit} \quad n_e(\alpha) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \alpha + n_e^2 \sin^2 \alpha}} \quad (2.26)$$

La biréfringence  $\delta n = n_e(\alpha) - n_o$  devient une fonction de la différence de potentiel appliquée  $V$  et de façon plus générale de la quantité  $v = (V - V_s)/V_0$  déduite des relations ci-dessus.

Ainsi, une cellule de cristal liquide est l'équivalent d'une lame déphasante variable dont le déphasage est une fonction de la tension appliquée :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} e \delta n(V) \quad (2.27)$$

Lorsque la différence de potentiel passe de la valeur de seuil  $v = 0$  à une valeur supérieure, la biréfringence passe de sa valeur maximum à une valeur nulle. En choisissant l'épaisseur, il est possible d'obtenir un dispositif qui se comporte comme une lame demi-onde en l'absence de différence de potentiel et comme une lame isotrope en présence d'une tension suffisante.

## 2.3 Représentation des états de polarisation de la lumière

La nature de la courbe, ellipse dans le cas général, décrite par l'extrémité du vecteur induction électrique  $D$  de l'onde plane électromagnétique, conduit directement à une représentation paramétrique indépendante du temps. La représentation de l'état de polarisation la plus intuitive est la représentation algébrique liée à la courbe trajectoire. Néanmoins, la notion d'état de polarisation peut être facilement représentée mathématiquement par un vecteur à deux composantes appelé vecteur de JONES. Cette représentation est l'une des plus utiles qui existe pour calculer l'évolution d'un état de polarisation dans un système optique.

### 2.3.1 Représentation algébrique

Dans le repère orthonormé  $Oxy$  le champ  $E$  peut s'exprimer par

$$E_x = A_x \cos(\omega t - kz) \quad (2.28)$$

$$E_y = A_y \cos(\omega t - kz - \phi) \quad (2.29)$$

avec  $k = n\omega/c$  où  $n$  est l'indice de réfraction vu par l'onde dans la direction de propagation),  $\phi = \varphi_x - \varphi_y$  est le déphasage entre les deux vibrations.  $A_x$  et  $A_y$  sont deux constantes réelles positives.

En manipulant ces deux équations on aura

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_y^2} - 2 \frac{E_x}{A_x} \frac{E_y}{A_y} \cos \phi = \sin^2(\phi) \quad (2.30)$$

Le terme  $-2 \frac{E_x}{A_x} \frac{E_y}{A_y} \cos \phi$  s'appelle le terme croisé.

- Si  $\Phi = k\pi$  : la polarisation est rectiligne pour laquelle le vecteur représentatif reste parallèle à une direction fixe particulière, son extrémité décrit alors une trajectoire rectiligne.
- Si  $\Phi = \pi/2$  (Le terme croisé s'annule): La polarisation est elliptique, l'extrémité du vecteur représentatif décrit une ellipse.
- Si  $\Phi = \pi/2$  et  $A_x = A_y$  : La polarisation est circulaire, dans ce cas l'extrémité du vecteur représentatif décrit un cercle.

### 2.3.2 Représentation de JONES

La nature vectorielle de l'état de polarisation de la lumière suggère d'utiliser une représentation vectorielle. R. C. Jones a introduit une approche matricielle dans la résolution des problèmes relatifs à la polarisation de la lumière [28,30].

Dans cette approche, chaque dispositif élémentaire, polariseur, déphaseur, rotateur,...etc. est caractérisé par une matrice carrée  $2 \times 2$  (opérateur linéaire). Ainsi les calculs se trouvent simplifiés. En effet, en utilisant les propriétés du calcul matriciel, il apparaîtra simplement que la transmission d'un état de polarisation à travers une succession de dispositifs biréfringents élémentaires se réduira alors à la transformation de cet état par un opérateur linéaire produit des opérateurs linéaires élémentaires.

- **Représentation du vecteur de Jones :**

A un état de polarisation d'une onde plane est associé un vecteur  $\mathbf{V}$  dit de JONES défini comme suit

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} A_x \cdot e^{j\phi_x} \\ A_y \cdot e^{j\phi_y} \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

et qui contient l'ensemble des informations relatives à cette onde.

Ce vecteur de nature complexe peut être rapporté à des bases orthonormées particulières comme la base des états rectilignes  $(\mathbf{X}, \mathbf{Y})$  ou la base des états circulaires  $(\mathbf{G}, \mathbf{D})$ .

L'intensité  $I_0$  du champ associé à cet état de polarisation s'exprime par le produit :

$$I_0 = \mathbf{V}^{T*} \cdot \mathbf{V} \quad (2.32)$$

où  $\mathbf{V}^{T*}$  est le vecteur transposé conjugué.

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

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

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

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} -\sin \theta \\ \cos \theta \end{bmatrix} \quad (2.34)$$

Dans le cas particulier où  $\theta$  vaut 0, on retrouve les états de polarisations rectilignes associés aux axes  $Ox$  et  $Oy$  (axes du laboratoire) qui s'expriment :

$$\mathbf{X} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{Y} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

Ainsi, tout état de polarisation peut être représenté comme une superposition de deux polarisations mutuellement orthogonales.

- **Matrices de Jones :**

Les dispositifs optiques modifiant l'état de polarisation, polariseurs, déphaseurs,...peuvent être représentés par des opérateurs linéaires ayant deux vecteurs propres orthogonaux associés à deux valeurs propres, appelée matrice de Jones du dispositif. Dans ce qui suit on rappelle les matrices de Jones de quelques éléments parmi les plus rencontrés dans ce domaine :

**a. Polariseurs Rectilignes**

Un polariseur rectiligne est un dispositif optique, biréfringent ou non, qui ne transmet qu'un état de polarisation orienté suivant une direction fixe appelée direction de passage du polariseur ou encore azimuth de transmission. Un analyseur rectiligne est fondamentalement identique à un polariseur rectiligne ; il se trouve à la sortie d'un système optique polarisant. Son nom particulier vient du fait que c'est lui qui permet d'analyser l'état de polarisation émergent.

Ces dispositifs sont caractérisés par une matrice de Jones P, exprimée dans un repère fixe Oxy. Les matrices de Jones des polariseurs dont les directions de polarisation sont respectivement les axes Ox et Oy sont données par :

$$P_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad P_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

Pour un polariseur dont la direction de passage fait l'angle  $\theta$  avec l'axe Ox, sa matrice de Jones s'obtient par la relation :

$$P_\theta = R(-\theta) \cdot P_x \cdot R(\theta) \quad (2.37)$$

dans laquelle  $R(\theta)$  est la matrice de rotation ou matrice changement de base entre le repère du laboratoire et le repère du polariseur et elle vaut :

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

d'où l'expression de  $P_\theta$  :

$$P_\theta = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cdot \cos \theta \\ \sin \theta \cdot \cos \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

### b. Déphaseur (Retardation *Plates* ou *Phase shifters*)

Les lames anisotropes appelées déphaseurs ou lames à retard sont à la base d'un grand nombre de composants optiques à la fois par le déphasage qu'elles introduisent entre les ondes polarisées orthogonalement mais également dans des interféromètres. Elles sont en fait des convertisseurs des états de polarisation. Ainsi par un bon choix de lames, un état de polarisation peut être converti en un autre.

Considérons donc une lame à faces parallèles, taillée dans un milieu anisotrope linéaire uniaxe. Lorsqu'une onde plane monochromatique éclaire cette lame, deux ondes polarisées rectilignement et orthogonales entre elles émergent (*ondes propres*), une suivant l'axe lent et l'autre suivant l'axe rapide de la lame. Ces deux ondes se propagent avec deux vitesses de phase différentes.

Le déphasage introduit par la lame justifie son appellation de déphaseur, ce déphasage est fonction de la biréfringence et égal à

$$\phi = (2\pi/\lambda) \cdot \delta n \cdot e \quad (2.40)$$

où  $\delta n$  représente la biréfringence de la lame et vaut :

$$\delta n = n_o - n_e \quad (2.41)$$

Soit  $Oxyz$  le repère du laboratoire où  $Oz$  est la direction de propagation. La lame est placée perpendiculairement à l'axe  $Oz$ . Les lignes neutres font l'angle  $\theta$  avec les axes  $Ox$  et  $Oy$  du repère du laboratoire (Cf. figure 2.8). Les lettres **F** et **S** de la figure désignent les axes « rapide », (*F pour fast*), et « lent », (*S pour slow*), de la lame, respectivement.

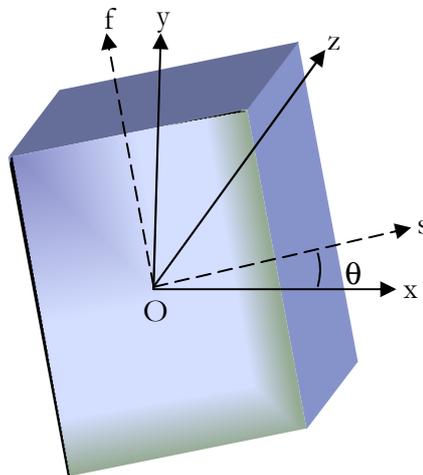


Figure 2.8 : Lame biréfringente placée perpendiculairement à l'axe de propagation  $Oz$ . Les axes lent et rapide de la lame font l'angle  $\theta$  avec les axes  $Ox$  et  $Oy$  du repère du laboratoire.

On considère une vibration lumineuse incidente ayant l'état de polarisation représenté par le vecteur de Jones suivant

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

où  $V_x$  et  $V_y$  sont deux nombre complexes. Pour déterminer comment la lumière se propage dans cette lame à retard, on a besoin de décomposer la lumière en combinaison linéaire des deux ondes « lente » et « rapide » du cristal. Ceci est effectué par la transformation des coordonnées suivante

$$\begin{pmatrix} V_s \\ V_F \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} = \mathbf{R}(\theta) \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

$V_s$  est la composante lente du vecteur de polarisation  $V$ , tandis que  $V_F$  en est la composante rapide.

Les axes rapide et lent sont propres au cristal. Chacune des composantes lente et rapide se propage avec sa propre vitesse de phase et sa propre polarisation. Le retard de phase qui en découle change l'état de polarisation de rayon émergent [29]. Soit  $n_s$  et  $n_f$  les indices de réfraction des composantes lente et rapide. L'état de polarisation du rayon émergent exprimé dans le système de coordonnées (Osf) est donnée par

$$\begin{pmatrix} V'_s \\ V'_F \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{(-jn_s(w/c)e} & 0 \\ 0 & e^{(-jn_f(w/c)e} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_s \\ V_F \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

où  $e$  est l'épaisseur de la lame et  $w$  la pulsation de l'onde électromagnétique. Le retard de phase est donné par la différence des exponentiels dans l'équation (2.44) et est égal à

$$\varphi = (n_s - n_f)we/c \quad (2.45)$$

Comme la biréfringence typique d'un cristal composant une lame à retard est faible, alors  $|n_s - n_f| \leq n_s, n_f$ . Le changement de phase absolu  $\Gamma$  est donné par :

$$\Gamma = \frac{1}{2}(n_s + n_f)we/c \quad (2.46)$$

Alors, l'équation (2.44) peut être écrite avec les grandeurs  $\varphi$  et  $\Gamma$  comme suit :

$$\begin{pmatrix} V'_s \\ V'_F \end{pmatrix} = e^{-j\Gamma} \begin{pmatrix} e^{-j\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{j\varphi/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_s \\ V_F \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

Le vecteur de Jones de l'état de polarisation du rayon émergent exprimé dans le système de coordonnées  $x, y$  est donné par la transformation inverse du système de coordonnées  $S, F$  :

$$\begin{pmatrix} v_{x'} \\ v_{y'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v'_S \\ v'_F \end{pmatrix} = \mathbf{R}(-\theta) \begin{pmatrix} v'_S \\ v'_F \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

Par combinaison des équations (2.43), (2.47) et (2.48), on peut écrire la transformation due à la lame retardatrice comme suit :

$$\begin{pmatrix} v'_x \\ v'_y \end{pmatrix} = \mathbf{R}(-\theta) \mathbf{W}_0 \mathbf{R}(\theta) \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

où  $\mathbf{R}(\theta)$  est la matrice de rotation et  $\mathbf{W}_0$  est la matrice de Jones de la lame à retard exprimée dans le système de coordonnées propre Osf telle que:

$$\mathbf{W}_0 = e^{-j\Gamma} \begin{pmatrix} e^{-j\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{j\phi/2} \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

Le facteur  $e^{j\Gamma}$  peut être négligé si l'on s'intéresse au calcul des intensités et si les effets des interférences ne sont pas importants ou observables.

Une lame à retard est caractérisée par le retard de phase  $\phi$  et par l'angle  $\theta$  entre ses axes propres et le repère du laboratoire. Elle est représentée par le produit de trois matrices

$$\mathbf{W} = \mathbf{R}(-\theta) \mathbf{W}_0 \mathbf{R}(\theta) \quad (2.51)$$

### c. Exemple : Lame à retard demi-onde ou $\frac{\lambda}{2}$ :

Une lame à retard est demi-onde si elle introduit un retard de phase  $\phi = \pi$ . La différence de marche optique (optical path difference, OPD) est par conséquent égal à :

$$(n_s - n_f) \cdot e = \frac{\lambda}{2} \quad (2.52)$$

Si la lame à retard est orientée suivant un angle  $\theta = 45^\circ$  et la vibration incidente est polarisée suivant  $Oy$

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

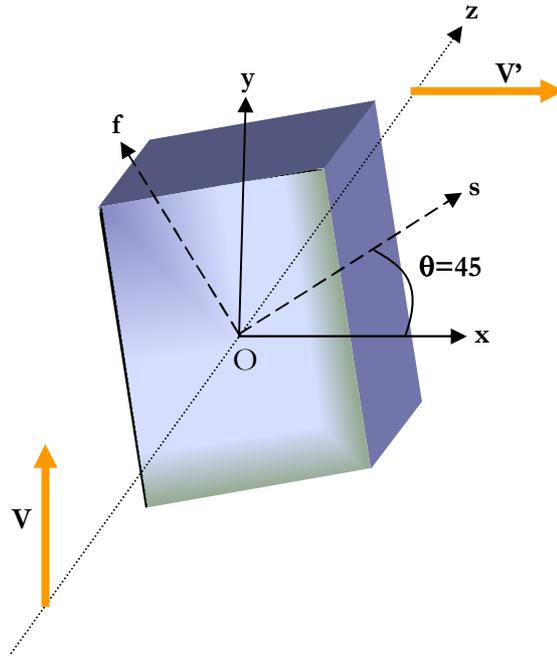


Figure 2. 9 : lame à retard orientée suivant un angle  $\theta = 45^\circ$  par rapport aux axes du laboratoire.

alors, la matrice de Jones de la lame demi-onde est obtenue en utilisant les équations (2.49) et (2.51)

$$W = R(-45^\circ) \begin{pmatrix} e^{-j\frac{\pi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{+j\frac{\pi}{2}} \end{pmatrix} R(45^\circ) = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -j & 0 \\ 0 & j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

donc :

$$W = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -2j \\ -2j & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -j \\ -j & 0 \end{pmatrix}$$

Le vecteur émergent  $V'$  est donné par :

$$V' = W \cdot V = \begin{pmatrix} 0 & -j \\ -j & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -j \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

La vibration émergente est polarisée rectilignement suivant  $Ox$ . . En général, on peut montrer qu'une lame demi-onde transforme une vibration incidente polarisée rectilignement et orientée à  $\theta$  de ses lignes neutres en vibration émergente polarisée rectilignement mais orientée à  $2\theta$  de la première [29]

## 2.4 Filtres Biréfringents

Comme mentionné en introduction, les filtres biréfringents consistent en un assemblage de lames biréfringentes et de polariseurs. Les filtres de Lyot et de Šolc constituent les deux versions de base de ce type de filtres. Ils sont basés sur les interférences en lumière polarisée, qui exige un déphasage (retard de phase) entre les composantes de la lumière polarisée.

Dans cette partie, nous rappelons dans un premier temps le phénomène clé qui gouverne cette technique de filtrage et les éléments qui constituent le filtre qui sera utilisé. Dans un deuxième temps, une analyse des deux configurations de bases de cette famille de filtres, à savoir la configuration de Lyot et celle de Šolc sera faite. Enfin, nous exposons quelques techniques d'accordabilité.

### 2.4.1 Déphaseurs 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 [37,40]. 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

$$I_{\parallel} = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi\Delta}{\lambda}\right) \quad (2.53)$$

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

$$I_{\perp} = I_0 \sin^2\left(\frac{\pi\Delta}{\lambda}\right) \quad (2.54)$$

### 2.4.2 Filtres Biréfringents

Le fait que la transmission d'un déphaseur placé entre polariseur/analyseur croisés (ou parallèles) et orientés à  $45^\circ$  des axes propres du cristal dépende sinusoidalement du nombre d'onde ( $1/\lambda$ ) de la lumière incidente, suggère la réalisation de filtres spectraux biréfringents [37]. Plusieurs types de filtres ont été réalisés à partir de cette remarque. Le paragraphe qui suit analyse le fonctionnement de deux types de filtres, les filtres de Lyot et de Šolc.

- **Filtre Biréfringent de Lyot :**

Le premier filtre monochromatique biréfringent a été réalisé par Lyot en 1933. Il permettait d'isoler une région spectrale de 1 Angström dans le vert [36]. Ce filtre spectral est constitué d'un ensemble de N

lames biréfringentes de même biréfringence  $\delta n$ , dont les épaisseurs respectives sont égales à  $e, 2e, 4e, \dots, 2^{n-1}e$ , et dont les lignes neutres sont parallèles entre elles, séparées par des polariseurs rectilignes dont les directions de transmission, toutes identiques, sont orientées à  $45^\circ$  des lignes neutres des lames [36,37] (Cf. figure 2.10-a).

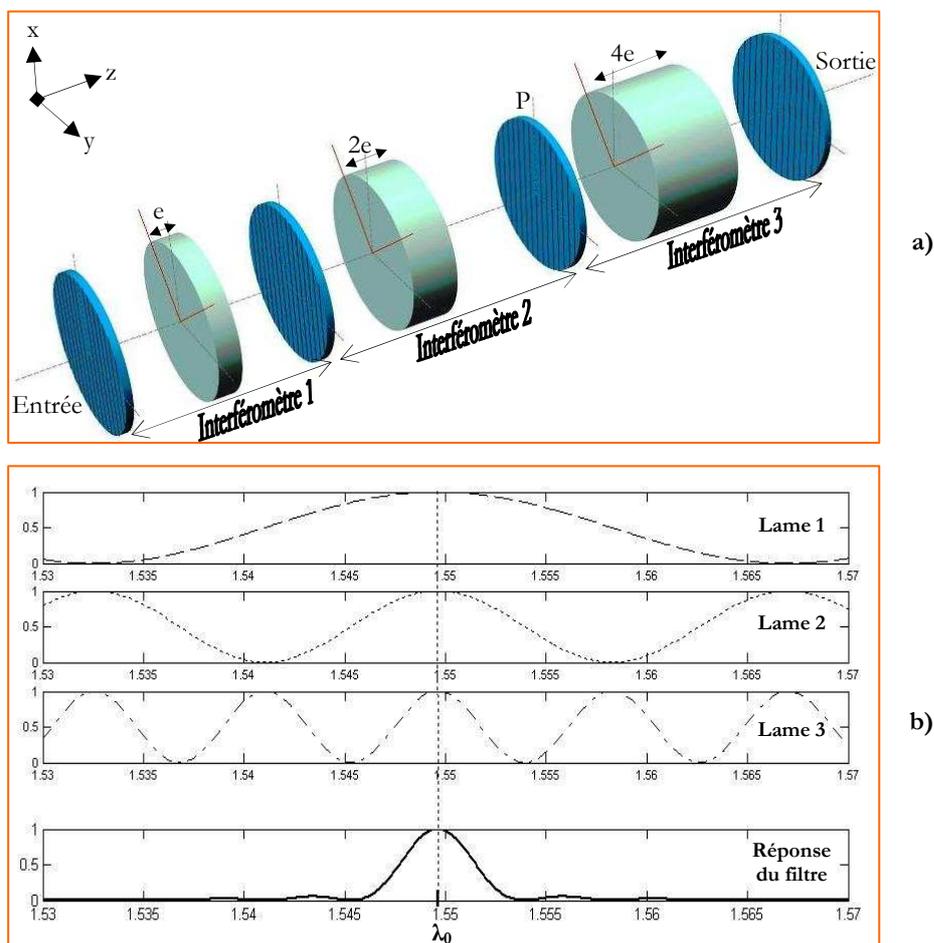


Figure 2. 10 : a) Structure du filtre de Lyot à 3 étages b) Composition de la réponse du filtre. P : Polariseur.

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 [37]

$$I = I_0 \cos^2\left(\pi * \frac{\Delta}{\lambda}\right)$$

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 2.10-b, nous avons représenté la fonction de transmission du filtre de *Lyot* à trois étages. Elle est obtenue en multipliant les réponses des trois interféromètres placés en cascade. La fonction de transmission de chacun des interféromètres doit alors posséder un maximum autour d'une même longueur d'onde (Cf.  $\lambda_0$  sur la figure 2.10-b). 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.

La figure 2.11 illustre la fonction de transmission mesurée d'un *Lyot* à 2 étages. Cette réponse est obtenue en multipliant les réponses de deux interféromètres placés en cascade.

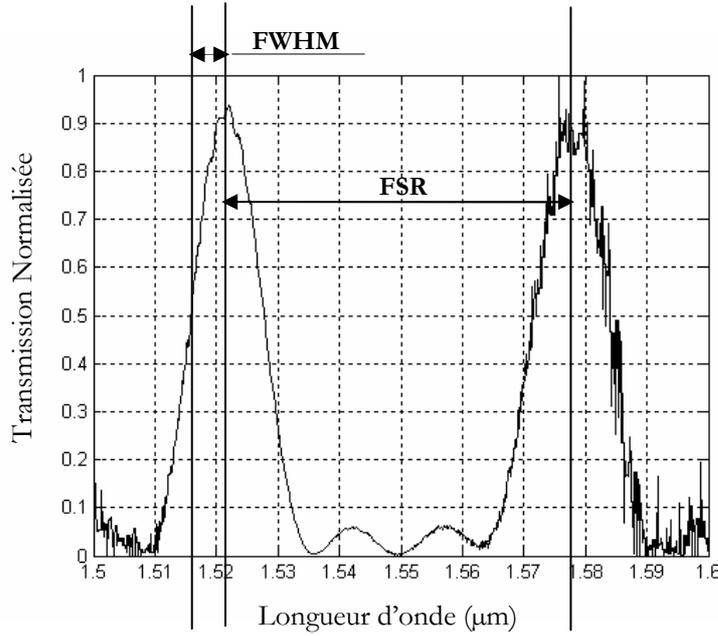


Figure 2. 11 : Transmission mesurée d'un filtre de Lyot à 2 étages

Le formalisme de Jones est l'outil le plus adapté pour l'analyse de ce genre de structures [37,40]. 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 :

$$M = P.M^{(N)}.P.....P.M^{(2)}.P.M^{(1)}.P = \prod_{K=1}^N P.M^{(k)}.P \quad (2. 55)$$

Avec

$$M^{(k)} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\phi_k}{2} & j. \sin \frac{\phi_k}{2} \\ j. \sin \frac{\phi_k}{2} & \cos \frac{\phi_k}{2} \end{bmatrix} \quad (2. 56)$$

et

$$\phi_k = 2\pi\delta n.e.2^{k-1} / \lambda \quad (2. 57)$$

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

L'intensité transmise, pour une structure de Lyot, s'exprime alors par [37]

$$I_t = \frac{I_0}{2} \left[ \frac{1}{2^N} \cdot \frac{\sin(2^N \frac{\phi}{2})}{\sin(\frac{\phi}{2})} \right]^2 \quad (2. 58)$$

$\phi$  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 [41]

$$FSR = \frac{\lambda^2}{\delta n.e} \quad (2. 59)$$

Alors que la finesse

$$F = \frac{FSR}{FWHM} \quad (2. 60)$$

renseigne sur le nombre de canaux que peut sélectionner le dispositif [41]. Sur la figure 2.12, on peut identifier ces paramètres caractéristiques pour un filtre de type Lyot à 2 étages. La fonction de transmission du filtre est affichée sur l'écran d'un analyseur de spectre optique. La FWHM est indiquée par les deux curseurs B et A. Elle vaut 6.4 nm dans le cas de la figure 2.12-a. D'autre part sur la figure 2.12-b, et en représentation logarithmique le FSR est identifié lui aussi par les curseurs B et A et il vaut 56 nm. Quant au contraste, il est indiqué par les curseurs C et D et vaut 12.012 dB.

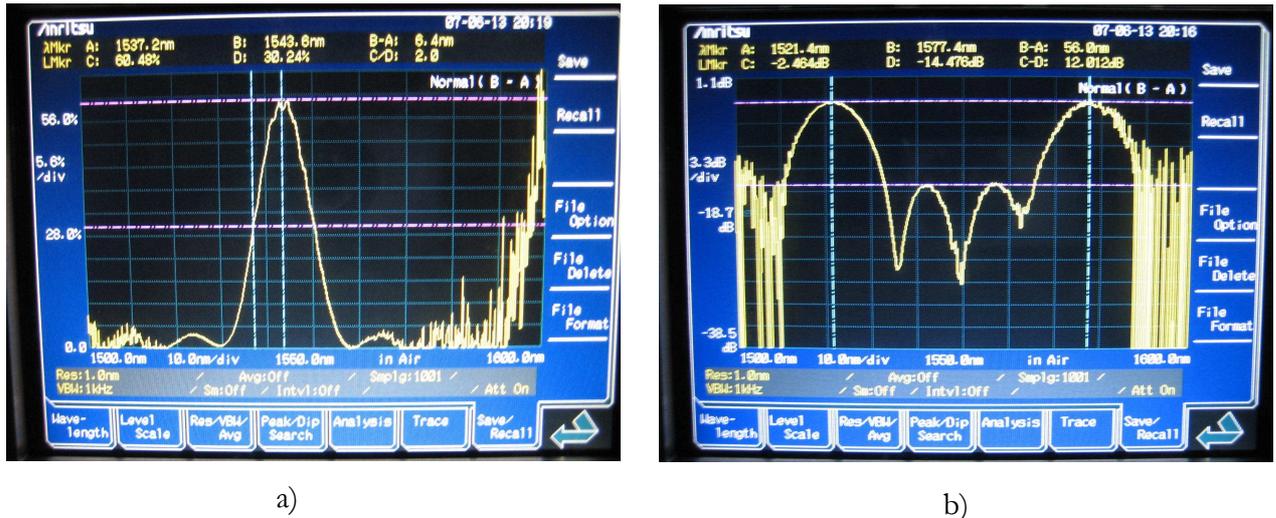


Figure 2. 12 : Paramètres caractéristiques mesurés d'un filtre de Lyot à 2 étages.

Par ailleurs, les résultats de simulation montrent 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.

- **Filtre Biréfringent de Šolc :**

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 [37,40]. 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.

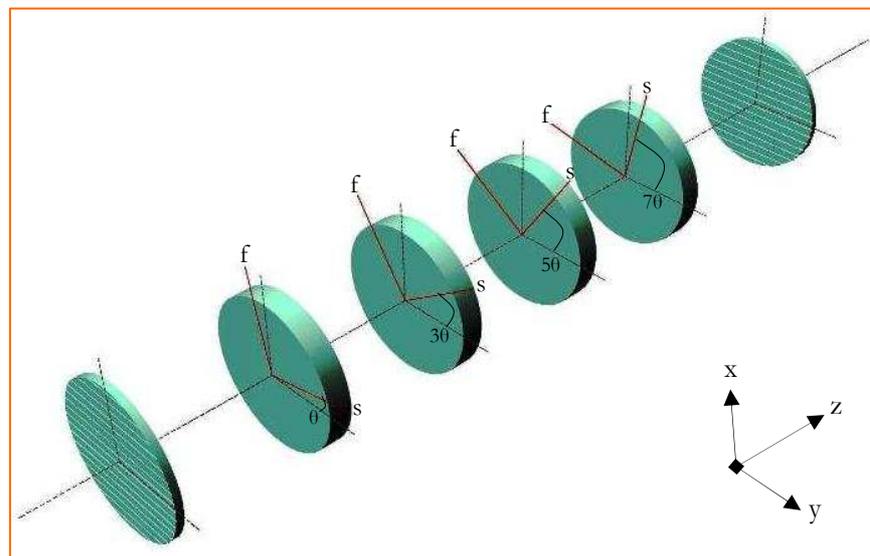
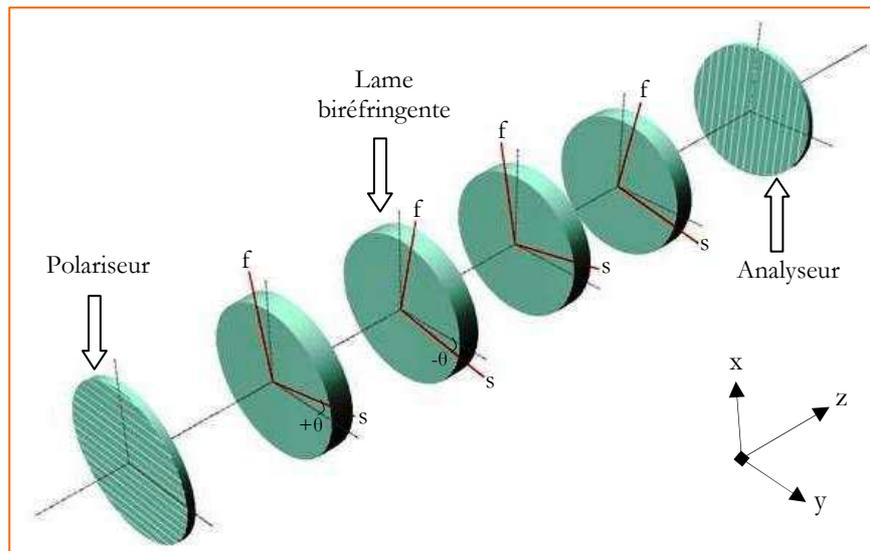


Figure 2.13 : Filtre de Solc alterné (haut) et en éventail (bas) constitué de N lames (N = 4).

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 [37]

$$I_t = \frac{I_0}{2} \left[ \tan(2\theta) \cos(\chi) \frac{\sin(N\chi)}{\sin(\chi)} \right] \quad (2.61)$$

avec

$$\cos(\chi) = \cos(2\theta) \cos\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad \text{pour le filtre en éventail}$$

$$\cos(\chi) = \cos(2\theta) \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad \text{pour le filtre alterné}$$

Ces expressions montrent que les transmissions des deux filtres, qui sont très analogues à celle du Lyot, sont décalées d'une demi-période. 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 Šolc alterné à 2 étages où chaque étage est constitué d'une lame biréfringente en quartz de biréfringence  $\delta n = 88.71 \times 10^{-4}$  à la longueur d'onde  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , et d'épaisseur géométrique  $e = 4427 \mu\text{m}$ , orientée suivant un angle  $\theta = \pm 22.5^\circ$  par rapport à l'axe du polariseur d'entrée.

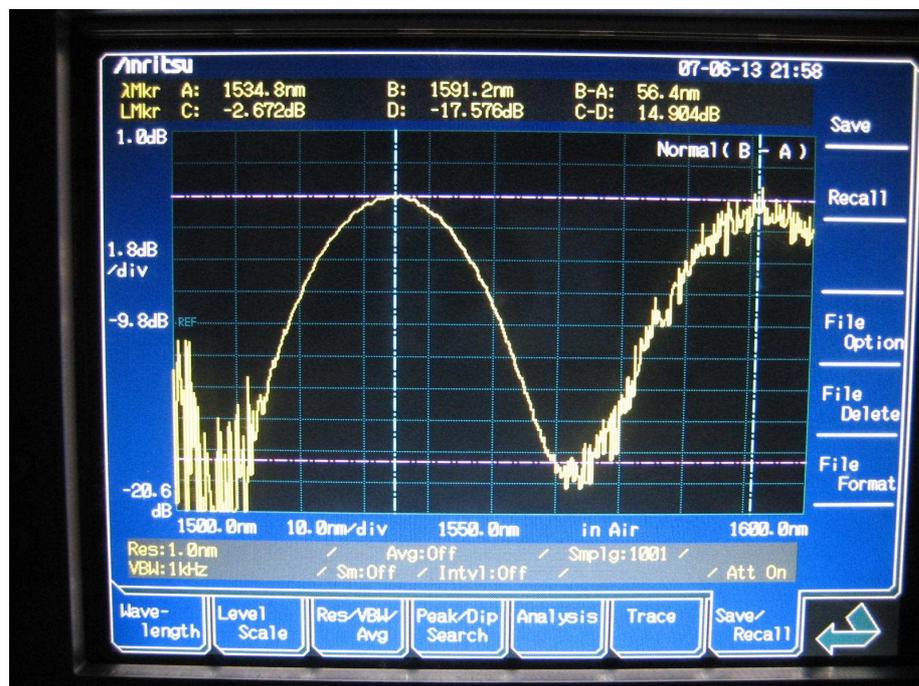


Figure 2.14 : Transmissions mesurée en mode logarithmique d'un filtre Šolc alterné à 2 étages

Les résultats de simulation montrent que le niveau des lobes secondaires est plus élevé dans le cas du filtre de Šolc que dans celui du Lyot et qu'avec l'augmentation du nombre d'étage dans le filtre de Šolc, 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 Šolc n'assure pas forcément l'obtention d'un meilleur filtre si on prend le contraste comme seul critère.

### 2.4.3 Accordabilité dans les filtres biréfringents

Le besoin en filtres accordables en termes de que ce soit en longueur d'onde centrale et en bande passante est directement induit par les nouveaux modes de gestion des réseaux. Comme le nombre de longueurs d'ondes augmente dans les réseaux, la mise à disposition de dispositifs accordables, capables de répondre à la demande en ajoutant de la capacité ou en changeant la longueur d'onde d'utilisation (reconfiguration), offre de multiples avantages en termes de souplesse d'utilisation et de coût.

Plusieurs dispositifs ont été proposés ces dernières années, parmi lesquelles les filtres Fabry-Pérot à cristaux liquides [42], et à fibre [43], les filtres à double cavité Fabry-Pérot [44], les filtres acousto-optiques accordables [45]. Aussi, il faut citer les structures du type réseau de guides d'onde (Arrayed Waveguide Grating, AWG), qui présentent d'excellentes caractéristiques [46].

Plusieurs méthodes sont possibles pour modifier la longueur d'onde transmise et/ou la bande passante du filtre. Les plus utilisées reposent sur l'utilisation de deux effets : l'effet électro-optique ou l'effet acousto-optique dans un cristal.

Le principe du filtrage par effet acousto-optique repose sur la diffraction quasi colinéaire de l'onde optique par une onde acoustique dans un milieu isotrope ou anisotrope. L'onde acoustique générée provoque un changement de l'indice de réfraction du cristal ce qui lui permet d'agir comme un réseau de diffraction [48]. L'accordabilité se fait en faisant varier la fréquence acoustique (typiquement de quelques dizaines à quelques centaines de Mégahertz, [49]) et lorsqu'elle varie, la longueur d'onde optique se déplace. Sa capacité de filtrage multi-longueurs d'ondes, simultanément, constitue son principal avantage [49,50] alors qu'un des inconvénients de ce type de filtre est dû à son faible rendement. En effet la dissipation d'énergie acoustique dans le cristal conduit à l'échauffement de celui-ci, ce qui empêche d'obtenir une totale conversion.

L'accordabilité en longueur d'onde ou en bande passante par effet électro-optique s'effectue par modification de la longueur du chemin optique à l'aide d'une tension externe. Accorder en longueur d'onde les maximums de la fonction de transmissions des filtres interférentiels à polarisation de type Lyot ou Šolc revient à faire une correction de la polarisation [41] ce qui exige de changer la différence du chemin optique, introduite, au niveau chaque étage. Ceci peut être obtenu en ajoutant, par exemple, une cellule à cristaux liquide dont la différence de marche optique induite varie en fonction de la tension qui lui est appliquée. Les tensions de commandes sont relativement faibles ce qui constitue un des avantages importants de cette technique. Pour caractériser l'accordabilité d'un filtre biréfringent, il est d'usage d'utiliser certaines spécifications. Ces spécifications et leur définition sont montrées sur le tableau 2.2.

Paramètres	Définitions	Valeurs typiques	Applications
N	Nombre de canaux pouvant être adressés.	> 8	DWDM
		< 16	CWDM
ICS	Espacement entre les canaux transmis	0.8 nm / 0.4 nm / 0.2 nm	DWDM
		20 nm	CWDM
FSR	Intervalle Spectrale Libre :	30 nm à 40 nm	DWDM
		~ 400 nm	CWDM
$\Delta\lambda$ (FWHM)	Bande passante à mi-hauteur de la courbe de transmission du filtre	~ 1nm	DWDM
		12 nm	CWDM
F	Nombre de canaux inclus dans un FSR	> 20	DWDM
		16	CWDM
$\lambda$	Longueur d'onde centrale du filtre.	Fenêtres C+L	DWDM
		Fenêtres O+E+S+C+L	CWDM
$\delta\lambda$	Plage de longueur d'ondes pouvant être adressée par l'effet d'accord	30 nm à 40 nm	DWDM
		~ 400 nm	CWDM
Taux d'accord ( $\alpha$ )	Rapport entre la plage d'accord et la variation de la tension d'accord	~ 3 nm/V	-
Polarisation	Sensibilité à la polarisation (faible, moyenne, forte)	forte	
$\tau$	Temps de commutation entre canaux	~ ms	
Pertes	Pertes optiques	5 dB	
Simplicité de fabrication	(Simple, moyenne, forte).	Forte	DWDM
		simple	CWDM

Tableau 2.2 : Spécifications d'un filtre optique biréfringent

## 2.5 Etude des Filtres Optiques à Gabarits Prédéfinis

Il y a longtemps que l'idée de réaliser un filtre constitué d'une cascade de lames biréfringentes est apparue, mais la forme spécifique et particulière de son gabarit spectral a limité son champ d'applications et n'a pas permis son extension.

Comme pour certaines applications, avoir un filtre capable de fournir un spectre de forme quelconque (prédéfinie) est nécessaire. En effet, avec la diversification des applications le besoin d'avoir des dispositifs et, en particulier, des filtres optiques dont la fonction de transfert peut être décrite par une expression quelconque en fonction de la fréquence, est plus que souhaité, voire une exigence [47,48]. Ceci constitue un véritable défi pour les filtres biréfringents conventionnels.

Dans cette partie, nous présentons une étude détaillée de la configuration de base et la méthode de synthèse permettant de réaliser un filtre optique de fonction de transfert quelconque ou qui réponde à un besoin particulier à partir d'un empilement de lames biréfringentes. Elle est basée sur l'approche temporelle et consiste à utiliser les angles d'orientation des différentes lames afin de contrôler la réponse impulsionnelle du filtre. Ce contrôle permettra de réaliser des fonctions de transfert quelconques.

## 2.5.1 Analyse théorique

### 2.5.1.1 Considérations Générales

La structure de base utilisée consiste ici, dans sa forme simplifiée, en un certain nombre de lames biréfringentes identiques placées entre deux polariseurs. Elle s'inspire d'une structure de type Šolc.

Elle est illustrée sur la figure 2.15 ci-dessous, pour le cas d'une structure à quatre étages (lames). Toutefois, il n'existe pas de limitation sur le nombre de lames à utiliser.

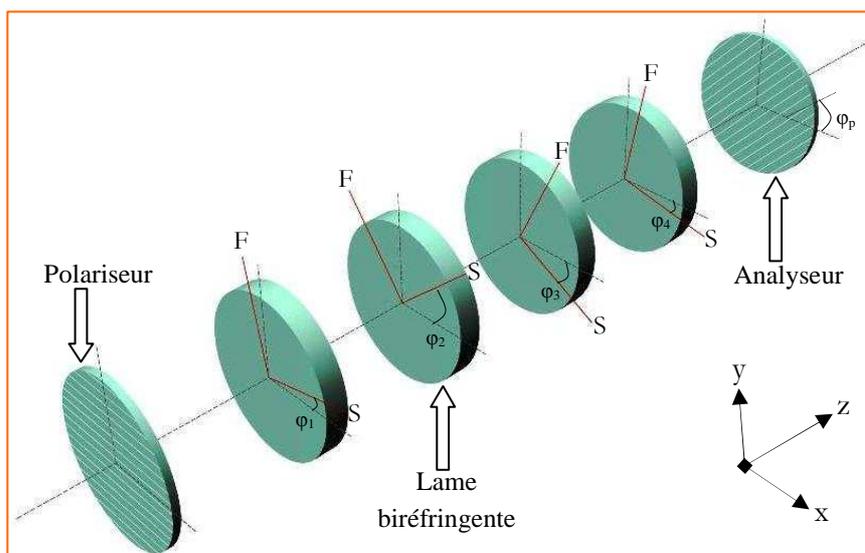


Figure 2. 15 : Structure générale du filtre biréfringent

Les lettres **F** et **S** de la figure désignent les axes « rapide », (*F pour fast*), et « lent », (*S pour slow*), du cristal, respectivement.

L'axe de transmission du polariseur d'entrée est parallèle à l'axe **ox** du laboratoire. L'axe de propagation est l'axe **oz**.

L'objectif est de déterminer un certain nombre de paramètres, à savoir : les angles d'orientation pour les différents étages et l'épaisseur des lames qu'il faut choisir afin d'obtenir, en sortie du filtre, le spectre désiré. Théoriquement, par un choix judicieux de ces différents paramètres, il est possible de synthétiser la fonction de transfert souhaitée en respectant seulement le fait qu'elle doit être périodique (dans le domaine fréquentiel) et que sa réponse impulsionnelle soit réelle et causale.

### 2.5.1.2 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 émergent donc décalées dans le temps l'une par rapport à l'autre. Le décalage temporel, ou retard, résultant est donné par [51]

$$\Delta t = t_s - t_f = \frac{\delta n \cdot e}{c} \quad (2.62)$$

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 indépendant de la 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.

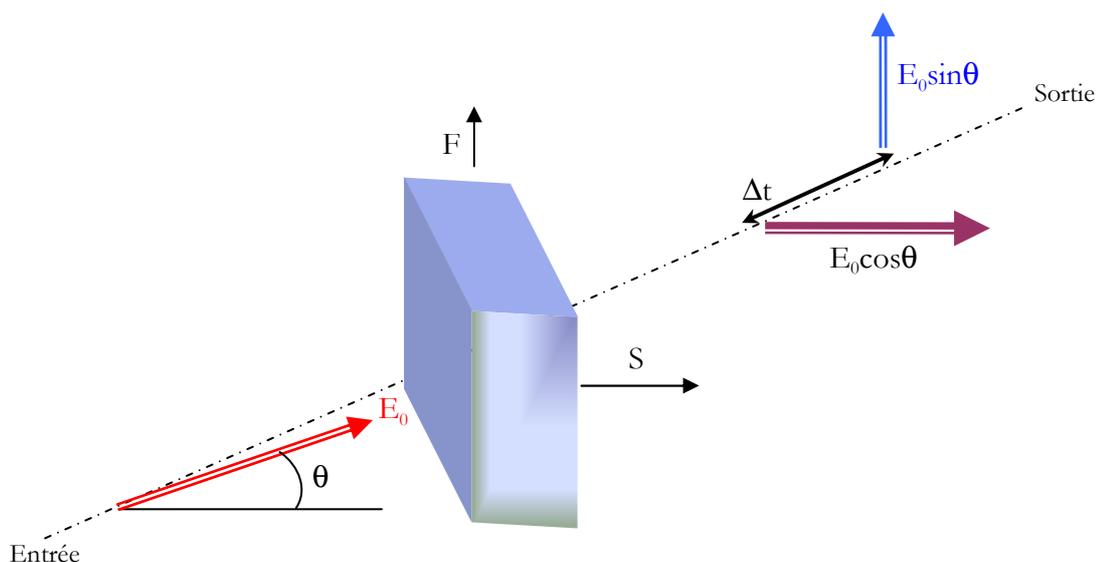


Figure 2.16 : Réponse impulsionnelle d'un système à une seule lame.

Ainsi la réponse impulsionnelle d'un système constitué d'une seule lame biréfringente (Cf. figure 2.16) 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 (Cf. figure 2.17 et 2.18).

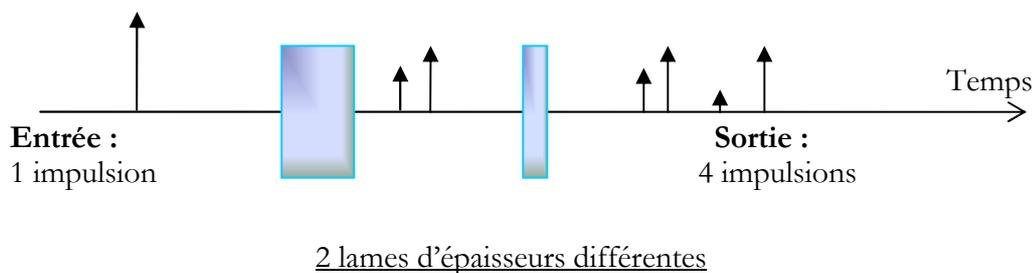


Figure 2. 17 : Réponse impulsionnelle d'un système à deux lames

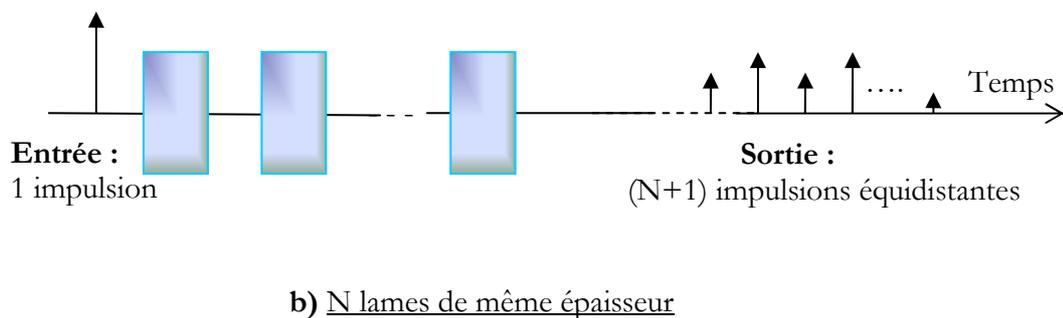
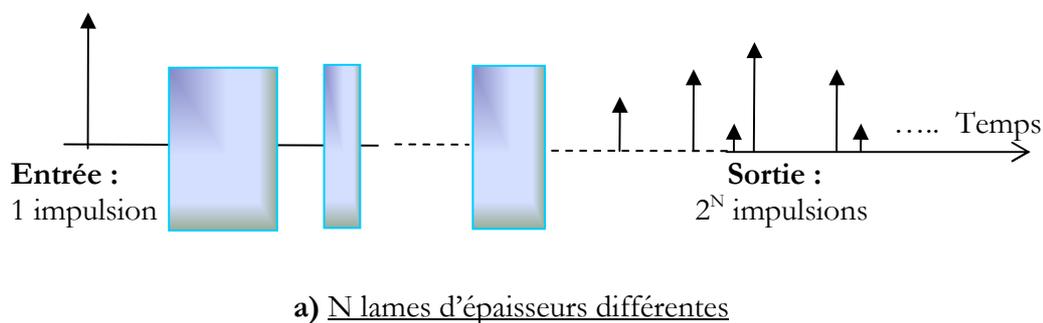


Figure 2. 18 : Réponse impulsionnelle d'un système à plusieurs lames

Pour un système à deux lames (Cf. figure 2.17), 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 (Cf. figure 2.18-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 – Cf. figure 2.18-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).

### 2.5.1.3 Spécification de la réponse désirée :

La démarche s'inspire de la théorie des filtres numériques à réponse impulsionnelle finie (RIF). Celle-ci sera utilisée pour établir le modèle mathématique du filtre et pour déterminer la suite de coefficients réalisant la fonction désirée.

Soient  $g(t)$  et  $G(\omega)$  la réponse impulsionnelle et la fonction de transfert d'un système. Supposons que ces deux fonctions soient continues et non périodiques (Cf. figure 2.19).

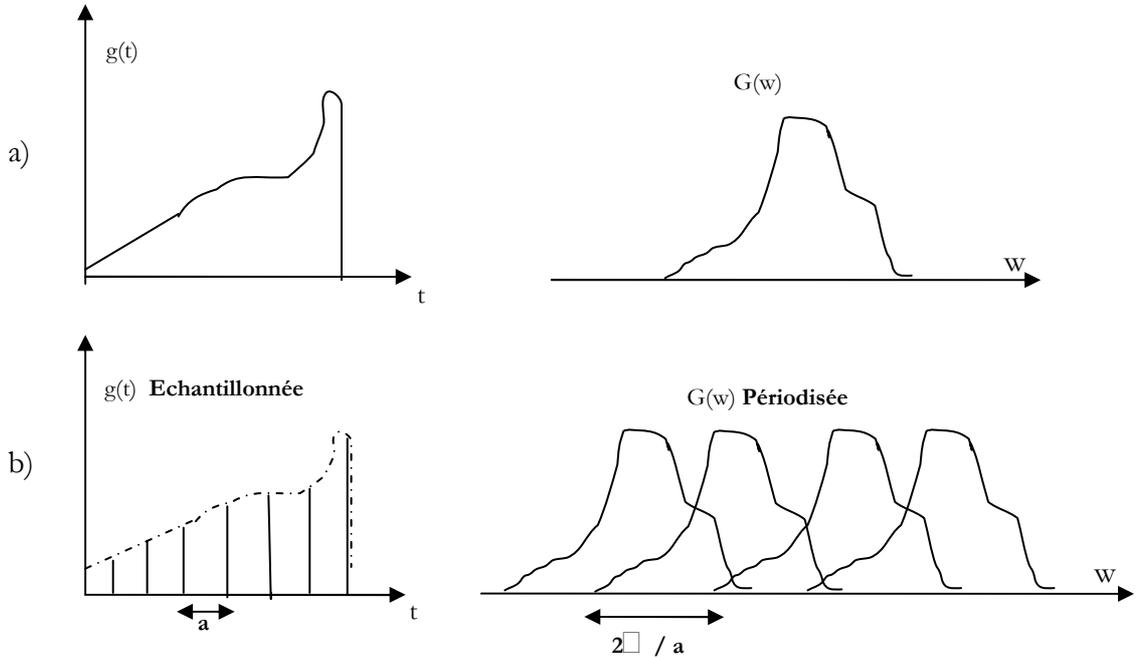


Figure 2. 19 : Principe de dualité : Echantillonnage / Périodisation

Si au lieu d'avoir  $g(t)$  continue, on a la fonction  $g(t)$  échantillonnée à un rythme uniforme de  $a$  échantillons par secondes, alors la fonction de transfert  $G(w)$  du système sera périodique de période  $2\pi/a$  (rad/seconde). Ceci correspond parfaitement à la structure étudiée ici c'est-à-dire la suite de lames biréfringentes dont l'épaisseur est telle que le temps qui sépare deux impulsions successives  $t_s - t_F$  de l'équation (2.62) soit égale à  $a$  secondes. D'autre part, afin d'éviter le repliement du spectre, la fréquence d'échantillonnage ( $f_e = 1/a$ ) doit respecter le théorème de Shannon (d'échantillonnage).

A partir d'une fonction de transfert supposée périodique, il suffit de lui trouver une approximation convenable que peut reproduire le filtre donné par la figure 2.15. Ceci revient à déterminer la configuration du filtre (i.e, les angles d'orientation) donnant comme réponse impulsionnelle cette approximation.

L'approximation sera faite via une décomposition en série de Fourier avec un nombre limité de termes soit

$$G(w) \cong C(w) \tag{2. 63}$$

où

$$C(w) = C_0 + C_1 e^{-jw} + C_2 e^{-j2aw} + \dots + C_n e^{-jnaw} = \sum_{k=0}^n c_k e^{-jkaw} \tag{2. 64}$$

A cette fonction de transfert correspond la réponse impulsionnelle qu'il est facile de calculer en prenant sa transformée de Fourier inverse

$$\begin{aligned}
 c(t) &= C_0\delta(t) + C_1\delta(t - a) + C_2\delta(t - 2a) + \dots + C_n\delta(t - na) \\
 &= \sum_{k=0}^n C_k\delta(t - ka)
 \end{aligned}
 \tag{2.65}$$

On constate bien l'intérêt de l'utilisation des séries exponentielles dans cette approximation. En effet, la transformée de Fourier de telles séries donne une suite d'impulsions équidistantes, et d'amplitudes variables, qui constitue la forme exacte de la réponse impulsionnelle de notre filtre à lames biréfringentes.

Les techniques bien rodées de synthèse de filtres numériques s'avèrent bien adaptées au calcul des coefficients  $C_i$  pour une fonction  $\mathbf{G}(\mathbf{w})$  donnée.

Toutefois deux points sont à prendre en compte, au moment d'effectuer l'approximation, concernant  $\mathbf{C}(\mathbf{w})$  et  $\mathbf{c}(\mathbf{t})$ , à savoir :

- Comme la réponse impulsionnelle de tout système physique doit être réelle, la partie réelle de  $\mathbf{C}(\mathbf{w})$  doit être une fonction paire et sa partie imaginaire une fonction impaire.
- Il n'est pas nécessaire que  $\mathbf{C}(\mathbf{w})$  et  $\mathbf{c}(\mathbf{t})$  soient causales puisqu'on est libre de choisir le repère temps et de déplacer l'origine lors de l'écriture des deux fonctions pour qu'il soit plus approprié. En effet, ce qui importe le plus c'est surtout les positions relatives (dans le temps) des différentes impulsions. L'origine temporelle sera l'instant d'émergence de la première impulsion.

Le nombre de lames nécessaire dépend de la nature de la fonction spectrale qu'on cherche à approcher, ainsi que de la précision de l'approximation désirée.

#### 2.5.1.4 Synthèse du Filtre :

Dans les équations (2.63) et (2.64), les  $C_k$  représentent les amplitudes des impulsions composant le train émis par le filtre à lames biréfringentes. Il est important de pouvoir décrire quantitativement l'évolution du train d'impulsions à travers les différents étages.

Bien que  $\mathbf{c}(\mathbf{t})$  soit polarisé parallèlement à l'axe de transmission du polariseur de sortie, le train d'impulsion traversant chaque étage possède des composantes polarisées parallèlement aux deux axes (lent  $\mathbf{S}$  et rapide  $\mathbf{F}$ ) de ce même étage. Ceci impose de s'intéresser non seulement à l'évolution temporelle du signal mais aussi à l'évolution de sa polarisation.

#### *Notations :*

Les notations employées dans l'identification des impulsions sont illustrées, dans le cas simple de deux lames placées entre deux polariseurs, sur la figure ci-dessous.

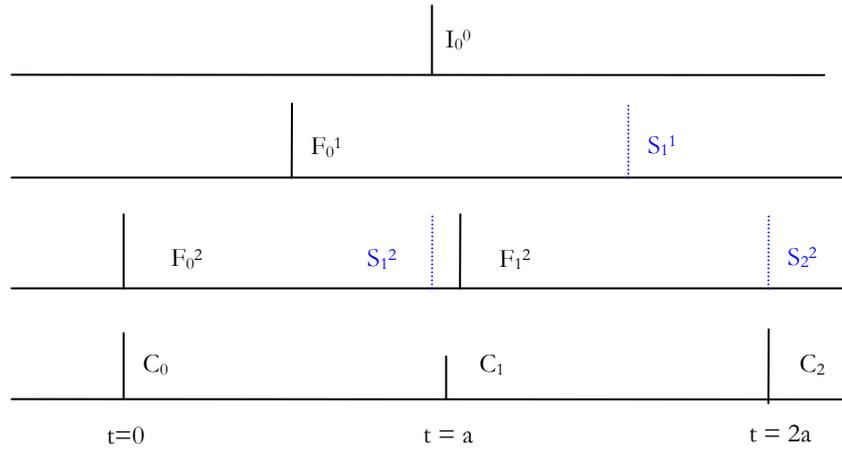


Figure 2. 20 : Suite d'impulsions en sortie d'un système à 2 lames

La sortie de la deuxième lame est constituée de composantes polarisées selon ses deux directions **S** et **F**.

$$F^2(t) = F_0^2\delta(t) + F_1^2\delta(t - a) \quad (2.66)$$

$$S^2(t) = S_1^2\delta(t - a) + S_2^2\delta(t - 2a) \quad (2.67)$$

**S** signifie que l'impulsion transmise est parallèle à l'axe lent, **F** signifie que l'impulsion transmise est parallèle à l'axe rapide. *L'indice* indique le temps d'occurrence des impulsions et *l'exposant* indique l'ordre de la lame (dans ce cas le 2 signifie la sortie de la deuxième lame). Ainsi la première impulsion, émise à  $t = 0$ , possède l'indice 0. Les deux impulsions suivantes, à  $t = a$ , ont pour indice 1 et ainsi de suite. On note, en particulier, que  $S_0^2$  et  $F_2^2$  sont nuls. La figure ci-dessous récapitule l'ensemble de ces notations.

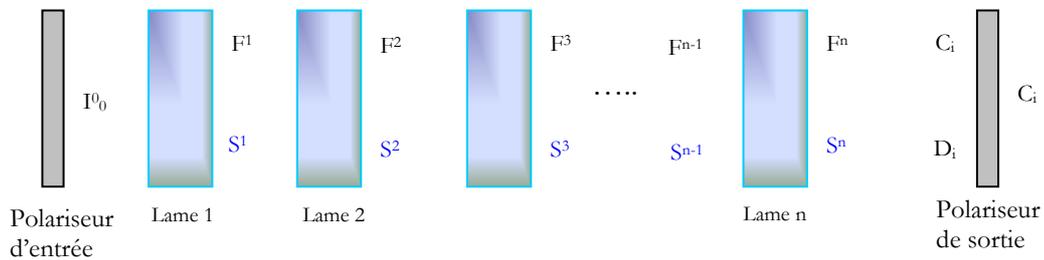


Figure 2. 21 : Structure du filtre avec les notations

Comme à la sortie de chaque lame, on trouve deux composantes (selon les deux axes) qui en même temps constituent l'entrée de l'étage suivant, ce schéma s'applique évidemment au polariseur de sortie

qui lui par contre ne laisse passer que la composante parallèle à son axe de transmission qui est en fait la réponse impulsionnelle désirée notée  $c(t)$ , constituée du train d'impulsions de coefficients  $C_i$ . Par contre, la composante polarisée orthogonalement, qu'on note  $d(t)$  (ou  $D(w)$ ) dont les coefficients sont  $D_i$ , est bloquée par ce même polariseur.

### Détermination de la composante orthogonale bloquée $D(w)$ :

L'étape suivante consiste à déterminer ce signal orthogonal,  $d(t)$ , à l'axe de transmission du polariseur de sortie. En effet, comme les lames sont sans pertes, et en vertu du principe de conservation de l'énergie, en tout point entre les polariseurs d'entrée et de sortie, l'énergie doit être conservée. Ceci impose certaines restrictions sur les différents paramètres  $F^i$ ,  $S^i$ ,  $C_i$  et  $D_i$  (voir annexe 2) et en particulier,

- la première impulsion se propage selon l'axe *rapide*.
- la dernière quant à elle se propage selon l'axe *lent*.
- les  $F_1^i$  sont nuls, c'est-à-dire la dernière impulsion rapide est nulle.
- et les  $S_0^i$  nuls aussi, c'est-à-dire la première impulsion lente est nulle.

et ce au niveau de chaque étage.

En utilisant ce principe, on peut écrire [51]:

$$|D(w)|^2 = D(w).D^*(w) = (I_0^0)^2 - C(w).C^*(w) \quad (2. 68)$$

A partir du carré du module de  $D(w)$ , il est possible de calculer la réponse impulsionnelle en s'appuyant sur la méthode développée par *Pegis* [52] et dont le résumé est donné en *annexe 1*.

Donc, nous calculons  $D(w)$  et on le met sous la forme :

$$D(w) = D_0 + D_1 e^{-j\omega a} + \dots + D_n e^{-jn\omega a} \quad (2. 69)$$

La réponse impulsionnelle correspondante s'écrit

$$d(t) = D_0 \delta(t) + D_1 \delta(t - a) + D_2 \delta(t - 2a) + \dots + D_n \delta(t - na) \quad (2. 70)$$

### Détermination des Angles d'orientation des différents étages :

Le couple de coefficients  $C_i$  et  $D_i$ , tout en donnant une description complète entre entrée et sortie du polariseur de sortie, représente en même temps, la sortie de la dernière lame ( $n^{\text{ième}}$ ) et il convient de transformer cette sortie et de faire sa projection sur le système d'axes principaux de la dernière lame.

On note que dans cette méthode, les angles d'orientation calculés sont des angles relatifs. En effet, l'angle d'orientation  $\theta_j$  de la lame "**j**" est un angle relatif par rapport à l'angle d'orientation  $\theta_{j-1}$  de la lame qui la précède "**j-1**". En d'autres termes, si on se réfère à la figure 2.15, on aura :

$$\begin{aligned}
 \theta_1 &= \varphi_1; \\
 \theta_2 &= \varphi_2 - \varphi_1; \\
 &\dots \\
 \theta_n &= \varphi_n - \varphi_{n-1} \\
 \theta_p &= \varphi_p - \varphi_n.
 \end{aligned} \tag{2.71}$$

$\varphi_1, \dots, \varphi_n$  : sont les angles des différentes lames ;  $\varphi_p$  : angle du polariseur de sortie.

Par la technique de changement de base et de projection (voir *Annexe 3*) on obtient :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{F}_i^n \\ \mathbf{S}_i^n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \theta_p & -\cos \theta_p \\ \cos \theta_p & \sin \theta_p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{C}_i \\ \mathbf{D}_i \end{bmatrix} \tag{2.72}$$

$\theta_p$  représente l'angle relatif du polariseur de sortie (par rapport à la dernière lame).

Ce système d'équation doit satisfaire la condition

$$\mathbf{F}_n^n = \mathbf{S}_0^n = 0 \tag{2.73}$$

Et pour cela, il faut avoir

$$\mathbf{F}_n^n = \mathbf{C}_n \sin \theta_p - \mathbf{D}_n \cos \theta_p = 0 \Rightarrow \tan \theta_p = \frac{\mathbf{D}_n}{\mathbf{C}_n} \tag{2.74}$$

$$\text{De même pour } \mathbf{S}_0^n = 0 \text{ soit } \tan \theta_p = \frac{-\mathbf{C}_0}{\mathbf{D}_0} \tag{2.75}$$

Alors

$$\mathbf{C}_0 \mathbf{C}_n + \mathbf{D}_0 \mathbf{D}_n = 0 \tag{2.76}$$

condition déjà satisfaite via la conservation d'énergie.

Ainsi l'angle d'orientation du polariseur de sortie est déterminé et il suffit de réinjecter sa valeur dans la relation (2.72) afin de trouver les valeurs des  $\mathbf{F}_i^n$  et de  $\mathbf{S}_i^n$  (sorties selon les axes rapide et lent, respectivement, de l'étage  $n$ ). Comme l'entrée de l'étage  $n$  représente la sortie de l'étage  $(n-1)$ , par projection sur les axes propres de ce dernier et l'utilisation de la condition de conservation d'énergie, on détermine l'angle d'orientation de l'étage  $n$ . Les entrées de chaque lame en fonction de sa sortie sont déterminées en suivant les équations données dans l'*annexe 4*. Ce processus peut être répété pour l'étage  $(n-1)$ . Ainsi, on remonte toute la structure en déterminant alternativement l'angle d'orientation des lames et leurs entrées.

**Exemple :**

A travers cet exemple on illustre le processus de calcul des entrées et de l'angle d'orientation d'un des étages du filtre. Prenons le cas de la troisième lame.

Les sorties au niveau de la troisième lame étant connues ( $F_1^3, S_1^3$ ) et on cherche à déterminer  $\theta_3$  et les entrées ( $F_1^2, S_1^2$ ). Plus précisément à partir de  $F_0^3, F_1^3, F_2^3, S_1^3, S_2^3, S_3^3$  il faut déterminer  $\theta_3$  ainsi que les  $F_0^2, F_1^2, S_1^2, S_2^2$ .

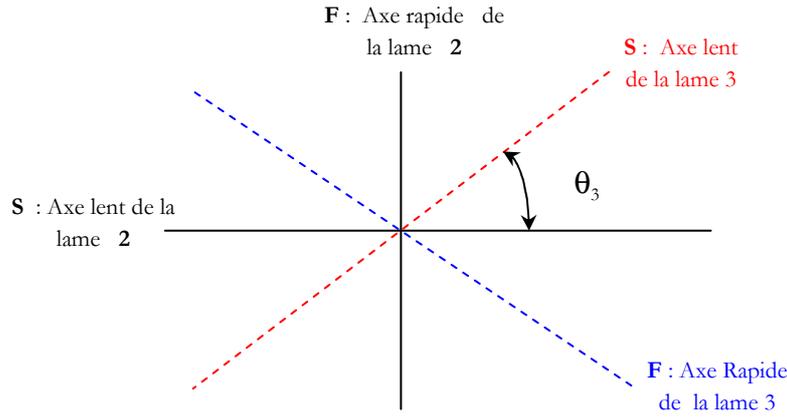


Figure 2. 22 : Orientation des axes propres des lames 2 et 3

La projection de la sortie sur les axes propres de la lame 2 (Cf. figure 2.22) donne le système d'équations suivant :

$$\begin{bmatrix} F_0^3 \\ F_1^3 \\ F_2^3 \\ S_1^3 \\ S_2^3 \\ S_3^3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_3 & -\sin \theta_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sin \theta_3 \\ \sin \theta_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sin \theta_3 & \cos \theta_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos \theta_3 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F_0^2 \\ F_1^2 \\ S_1^2 \\ S_2^2 \end{bmatrix} \quad (2. 77)$$

Pour que ce système d'équations non homogènes possède une solution, il faut que le rang de la matrice de coefficients soit égal au rang de la matrice étendue (matrice de coefficients plus une colonne supplémentaire de  $F_1^3$  et  $S_1^3$ ). Pour satisfaire cette condition, il faut avoir :

$$\tan(\theta_3) = -\frac{F_2^3}{S_3^3} \quad (2.78)$$

$$F_0^3 \cdot F_2^3 + S_1^3 \cdot S_3^3 = 0 \quad (2.79)$$

L'équation (2.78) donne l'angle d'orientation de la lame 3. Tandis que l'équation (2.79) n'est autre que la confirmation de la condition de conservation d'énergie, supposée vérifiée. Le calcul des entrées se fera par les formules données en *annexe 4*. Et d'une manière générale pour l'étage d'ordre  $i$ , son angle d'orientation se calcule via l'équation :

$$\tan(\theta_i) = -\frac{F_{i-1}^i}{S_i^i} \quad (2.80)$$

La détermination des différents angles d'orientation achève la caractérisation du filtre pouvant répondre à un gabarit prédéfini.

### 2.5.2 Exemple d'application

L'exemple de calcul suivant illustre cette procédure de synthèse. Supposons que la fonction de transfert, idéale, à synthétiser,  $G(w)$  soit celle donnée par la figure 2.23. Le développement en série de Fourier de  $G(w)$ , limité à l'ordre 5, donne :

$$K(w) = \frac{4}{\pi^2} \left[ \frac{1}{25} \cdot e^{-j5aw} + \frac{1}{9} \cdot e^{-j3aw} + e^{-jaw} + e^{jaw} + \frac{1}{9} \cdot e^{j3aw} + \frac{1}{25} \cdot e^{j5aw} \right]$$

La multiplication par  $e^{-j5aw}$  de  $K(w)$ , qui revient à introduire un simple retard dans le domaine temporel et n'altère en rien ni la réponse impulsionnelle du filtre ni sa fonction de transfert, et avec le changement de variable  $b=2.a$ , donne :

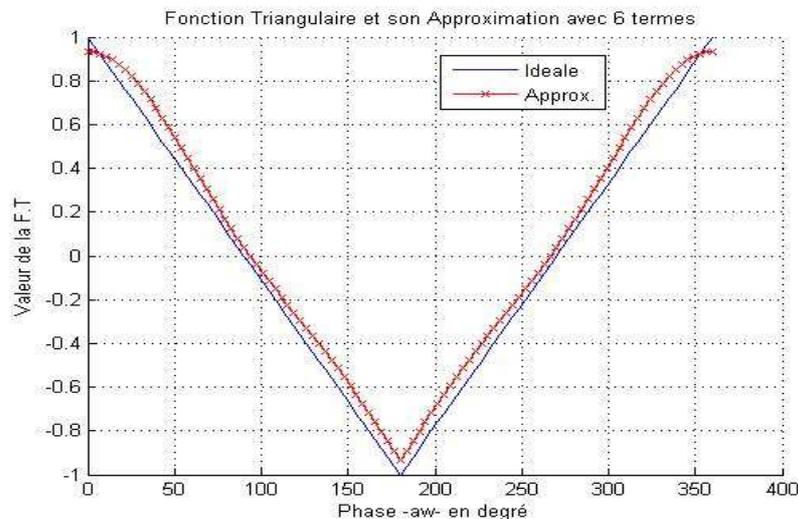


Figure 2. 23 : Exemple de fonction à synthétiser

$$C(w) = e^{-j5aw} \cdot K(w) = \frac{4}{\pi^2} \left[ \frac{1}{25} + \frac{1}{9} \cdot e^{-jbw} + e^{-j2bw} + e^{-j3bw} + \frac{1}{9} \cdot e^{-j4bw} + \frac{1}{25} \cdot e^{-j5bw} \right] \quad \text{soit}$$

$$C(w) = 0.01621 + 0.04503e^{-jbw} + 0.40528e^{-j2bw} + 0.40528e^{-j3bw} + 0.04503e^{-j4bw} + 0.01621e^{-j5bw}$$

En utilisant l'équation (2.68), on trouve

$$|D(w)|^2 = (I_0^0)^2 - 0.33309 - .040443 \cdot \cos bw - 0.09928 \cdot \cos 2bw - \\ - 0.03034 \cdot \cos 3bw - -0.00292 \cdot \cos 4bw - 0.000526 \cdot \cos 5bw$$

d'où :

$$|D(w)|^2 = -0.000263 \cdot x^5 - 0.00146 \cdot x^4 - 0.01517 \cdot x^3 - 0.04964 \cdot x^2 - 0.20222 \cdot x + \\ + 0.66691 - 0.20222 \cdot x^{-1} - 0.04964 \cdot x^{-2} - 0.01517 \cdot x^{-3} - 0.00146 \cdot x^{-4} - -0.000263 \cdot x^{-5}$$

où :  $\cos(bw)$  est remplacé par  $\frac{e^{-jbw} + e^{jbw}}{2}$  et on pose  $x = e^{jbw}$ .

L'application de la méthode de *Pegis* [52] résumée dans l'*annexe 1*, permet de déterminer les coefficients  $D_i$ . Dans le cas particulier du polynôme  $(x - x_1)(x - x_2)(x - x_3)(x - x_4)(x - x_5)$  où les  $x_i$  sont les racines du terme de droite de l'équation donnant  $|D(w)|^2$ , les  $D_i$  ont les valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} D_0 &= -0.75607 & D_1 &= 0.29887 \\ D_2 &= 0.07414 & D_3 &= 0.02091 \\ D_4 &= 0.002068 & D_5 &= 0.000348 \end{aligned}$$

L'application des équations (2.73), (2.74) et (2.75) nous donne l'angle d'orientation du polariseur de sortie, soit :

$$\tan(\theta_p) = \frac{D_5}{C_5} = 0.02144 \quad \rightarrow \quad \theta_p = 1^\circ 14'$$

Avec la relation (2.72), on détermine les valeurs des  $F_i^5$  et  $S_i^5$  soit :

$$\begin{bmatrix} F_0^5 \\ F_1^5 \\ F_2^5 \\ F_3^5 \\ F_4^5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.75625 \\ -0.29784 \\ -0.06543 \\ -0.0122 \\ -0.0011 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} S_1^5 \\ S_2^5 \\ S_3^5 \\ S_4^5 \\ S_5^5 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.05143 \\ 0.400678 \\ 0.40564 \\ 0.04507 \\ 0.01621 \end{bmatrix}$$

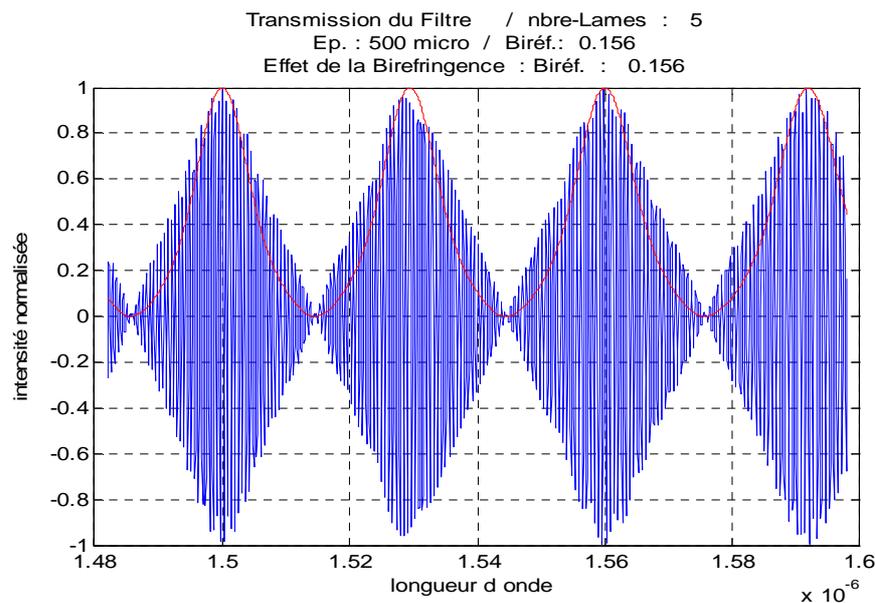
Ce qui permet par la suite de calculer  $\theta_5$ , angle d'orientation de la dernière lame, qui vaut :

$$\tan(\theta_5) = \frac{-F_4^5}{S_5^5} = 0.06799 \quad \rightarrow \quad \theta_5 = 3^\circ 53'.$$

De la même manière, on trouve les différents  $\theta_i$ , soit :

$$\theta_4 = 29^\circ 20' \quad \theta_3 = 29^\circ 20' \quad \theta_2 = 3^\circ 53' \quad \theta_1 = -88^\circ 46'.$$

L'application de la méthode de Jones [37,39] en utilisant les valeurs des angles obtenus, permet de déterminer l'intensité transmise par ce filtre. Par simulation on obtient la figure suivante.



### 2.5.3 Résumé de la méthode de synthèse

L'ensemble de la procédure de synthèse d'un filtre optique biréfringent à gabarit prédéfini est récapitulée dans ce qui suit :

- 1- Choix de la réponse désirée selon les spécifications prédéfinie du gabarit et son écriture sous

la forme : 
$$C(w) = \sum_{k=0}^n c_k e^{-jkaw}$$
 avec  $C_i$  Réels.

- 2- Calcul de l'épaisseur des lames suivant l'équation  $e = \frac{a \cdot c}{\delta n}$  où la quantité  $a$  s'obtient de la comparaison de  $C(w)$  de l'étape 1 avec l'équation (2.64).

- 3- Choix de la valeur de  $(I_0^0)^2$  ; ce choix peut être quelconque pourvu qu'elle soit supérieure à la valeur maximale de  $C(w) \cdot C^*(w)$ . Il est préférable de prendre  $(I_0^0)^2 = \text{Max} \left[ C(w) \cdot C^*(w) \right]$ .

- 4- Calcul de  $D(w) \cdot D^*(w)$  puis détermination de  $D(w)$  par la méthode donnée en *annexe 1*.

- 5- Calcul de  $\theta_p$ , angle d'orientation du polariseur de sortie à partir des équations (2.73)-(2.75)
- 6- Calcul des  $F_i^n$  et  $S_i^n$  via le système d'équation (2.72).
- 7- Calcul de l'angle d'orientation de la dernière lame  $\theta_n$ , via la relation (2.76). A partir des équations (1) et (2) de l'annexe 4 on calcule l'entrée de dernier étage qui représente, en même temps, la sortie de l'étage précédent (l'avant dernier).
- 8- Refaire l'étape 7 pour, successivement, tous les étages ( $n-1, n-2, \dots, 2$  et  $1$ ) jusqu'à déterminer tous les angles de tous les étages.

## Conclusion du chapitre 2

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 appliqués, par exemple, à la gestion dynamique de bandes passantes.

Le prochain chapitre sera consacré dans sa première partie à la caractérisation de l'élément actif qu'est la cellule à cristaux liquides. Les données relatives à la variation de la biréfringence de la cellule en fonction de la tension appliquée seront utilisées pour étudier l'accordabilité de la longueur d'onde correspondant au maximum de la fonction de transmission du filtre ainsi que de sa bande passante.

## **Bibliographie du chapitre 2**

- [27] B-E. Benkelfat, "a modulation électro-optique application à la transmission et au traitement de l'information", monographie, INT,2002.
- [28] S. Huard, "Polarisation de la lumière", édition Masson, 1994.
- [29] A. Yariv and P. Yeh, "Optical waves in crystals propagation and control of laser radiation", J. Wiley eds, 1984.
- [30] B.-E. Benkelfat, E-H. Horache, Q. Zou and B. Vinouze, "An electro-optic modulation technique for direct and accurate measurement of birefringence", Optics communications, vol. 221, pp 271-278, 2003.
- [31] S.-T Wu, U. Efron, and L. D. Hess, "Birefringence measurements of liquid crystals", Applied optics, vol. 23, no. 21, pp. 3911-3915, 1984.
- [32] P. Oswald, P. Pieranski, "Les cristaux liquides, concepts et propriétés physiques illustrées par des expériences - tome 1", Edition Paris Gordon Breach, chap. B8, 2000
- [33] Priestly, Wojtowicz, sheng, "Introduction to liquid crystals", Plenum Press, chap. 4, 1979.
- [34] P.G de Gennes, J. Prost, " The physics of liquid crystals", Oxford 2<sup>nd</sup> edition, chap.6, 1993.
- [35] Blinov, "Electro optical and magneto optical properties of liquid crystals", Wiley and Sons limited, chap. 3, 1983.
- [36] M. Françon, " Séparation des Radiations par les filtres optiques", Ed. Masson 1984.
- [37] S. Huard, " Polarisation de la lumière", Ed. Masson, 1994.
- [38] G. Chartier, " Manuel d'optique", Edition Hermes", 1997.
- [39] Site Internet [www. france-optique.org](http://www.france-optique.org)
- [40] A. Yariv & P. Yeh, "Optical waves in crystals", John Wiley & Sons Edition, 1984.
- [41] 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.
- [42] S. Matsumoto, K. Hirabayashi, S. Sasaka, and T. Hayashi, "Tunable wavelength filter using nano-sized droplets of liquid crystal", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, n°4, pp. 442-444, 1999.
- [43] C. M. Miller and F.J. Janniello, "Passively temperature-compensated fibre Fabry-Perot filter and its application in wavelength division multiple access computer network", Electron. Lett., vol. 26, n°25, pp. 2122-2123, 1990.

- [44] K. Hirabayashi, H. Tsuda, and T. Kurakawa, "Tunable wavelength-selective liquid crystal filters for 600-channel FDM system"IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 4, n°6, pp. 597-599, 1992.
- [45] D. Smith, and al., "Evolution of the acousto-optic wavelength routing switch", J. Lightwave Technol., vol. 14, n° 6, n°6, pp. 1005-1019, 1996.
- [46] A. Himeno, K. Kato, and T. Miya, "Silica-based planar lightwave circuits "IEEE select. Topics Quantum Electron., vol. 4, n°6, pp. 913-924, 1998.
- [47] Y. Zhou, G. Zeng, F. Yu, "Study on Optical Finite impulse Response Filter", Optical Engineering, Vol.42, N°8, pp 2318-2323, 2003.
- [48] D. A. M. Khalil, "Advances in optical filters", IEEE Communication Magazine, ref 0-7803-6256-X2000, pp. 1-27, 2000.
- [49] H. Kobrinski, K. W. Cheung, "Wavelength-Tunable Optical Filters: Application & Technologies", IEEE Communication Magazine, vol. Oct- 1994, pp. 53-63, 1994.
- [50] E. Tony, S . K .Chadhuuri, " Acousto-optic filters", IEEE Communication Magazine, vol. Oct-Nov 1994, pp. 19-21, 1994.
- [51] 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.
- [52] R. J. Pegis, "An Exact Method for Multilayer Dielectric Films", Journal of the Optical Society of America, Vol 51, N° 11, 1961.

# 3

*Quelques fonctionnalités de base  
associées à la fonction de filtrage -  
caractérisation des éléments biréfringents*

## Sommaire du chapitre 3

### Chapitre 3 *Quelques fonctionnalités de base associées à la fonction de filtrage- caractérisation des éléments biréfringents*

<b>3.1 Technique de caractérisation des lames biréfringentes.....</b>	<b>81</b>
3.1.1 Rappel sur les interférences en lumière polarisée .....	81
3.1.2 Interférences à travers une lame biréfringente non absorbante .....	84
3.1.3 Interférences à travers une lame biréfringente absorbante.....	85
3.1.4 Principe de la mesure de la biréfringence des cellules à cristaux liquides.....	88
<b>3.2 Résultats de la caractérisation des cellules à cristaux liquides. ....</b>	<b>90</b>
3.2.1 Conditions de l'expérimentation .....	90
3.2.2 Transmissions mesurées de la cellule 'épaisse' .....	91
3.2.3 Déphasage en fonction de la tension.....	91
3.2.4 Différence de Marche Optique.....	92
3.2.5 Temps de Réponse de la cellule.....	92
3.2.6 Comportement en longueurs d'onde (Dispersion).....	93
3.2.7 Résultats pour les cellules à cristaux liquides 'minces' .....	96
<b>3.3 Accordabilité de la longueur d'onde et de la bande passante des filtres de Šolc hybrides à cristaux liquides.....</b>	<b>97</b>
3.3.1 Introduction.....	97
3.3.2 Principe de fonctionnement.....	98
3.3.3 Principe de l'accordabilité en longueur d'onde .....	99
3.3.4 Principe de l'accordabilité de la bande passante.....	103
3.3.5 Exemple de filtre hybride à 10 étages accordable en bande passante.....	105
<b>3.4 Accordabilité de la bande passante des filtres de Šolc et Lyot par variation de la biréfringence .....</b>	<b>109</b>
3.4.1 Introduction .....	109
3.4.2 Principe de fonctionnement.....	109
3.4.3 Exemple .....	112
<b>Conclusion du chapitre 3.....</b>	<b>114</b>

Dans ce chapitre, nous allons présenter une technique de caractérisation des lames biréfringentes appliquée pour la mesure de la biréfringence des cellules à cristaux liquides utilisées dans nos expérimentations. Cette caractérisation offre un degré de liberté supplémentaire et nous permet de réaliser plusieurs fonctionnalités optiques propres aux structures biréfringentes. Nous démontrons alors qu'en plus de leur utilisation dans l'accordabilité de la longueur d'onde du maximum de la fonction de transmission d'un filtre de Šolc hybride constitué de N étages, les cellules à cristaux liquides peuvent également être employées pour reconfigurer la bande passante d'un tel filtre autour de n'importe quelle longueur d'onde dans la plage d'accord. Cet accord de bande passante est basé sur la variation du nombre d'étages par une technique que nous avons dénommée la "l'annulation optique". Ceci est réalisé en changeant la biréfringence des cellules à cristaux liquides dont la différence de marche optique commute entre deux valeurs particulières. Par ailleurs, nous montrons qu'il est possible de moduler la bande passante des filtres optiques non hybrides constitués de cellules à cristaux liquides épaisses par variation de la biréfringence de ces cellules.

### 3.1 Technique de caractérisation des lames biréfringentes

#### 3.1.1 Rappel sur les interférences en lumière polarisée

Dans ce paragraphe, nous allons rappeler les principaux résultats relatifs aux phénomènes d'interférences en lumière polarisée induites par des lames biréfringentes. Nous supposons qu'il y a deux ondes monochromatiques qui interfèrent.

Pour une onde plane, l'intensité lumineuse I est donnée par [49]

$$I = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \langle E^2 \rangle = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \langle H^2 \rangle \quad (3. 1)$$

Cette relation est valable aussi, du moins comme une approximation, pour les autres types d'ondes en générale. Puisque les intensités vont être comparées dans un même milieu, on peut prendre la moyenne temporelle  $\langle E^2 \rangle$  comme mesure de I. On suppose que l'onde est monochromatique et que le vecteur champ électrique E est de la forme

$$E(\mathbf{r}, t) = \Re \left\{ A(\mathbf{r}) e^{-j\omega t} \right\} = \frac{1}{2} \left\{ A(\mathbf{r}) e^{-j\omega t} + A^*(\mathbf{r}) e^{+j\omega t} \right\} \quad (3. 2)$$

Ici, A est un vecteur complexe dont les composantes cartésiennes sont

$$A_x = a_1(\mathbf{r}) e^{jg_1(\mathbf{r})}, \quad A_y = a_2(\mathbf{r}) e^{jg_2(\mathbf{r})}, \quad A_z = a_3(\mathbf{r}) e^{jg_3(\mathbf{r})} \quad (3. 3)$$

où les  $a_j$  et  $g_j$  ( $j=1,2,3$ ) sont des fonctions réelles. Pour une onde plane homogène, les amplitudes  $a_j$  sont constantes, alors que les fonctions de phases  $g_j$  sont de la forme  $g_j(\mathbf{r}) = \vec{k} \cdot \vec{r} - \delta_j$  où k est le vecteur propagation et les  $\delta_j$  des phases constantes qui déterminent l'état de polarisation.

A partir de l'expression (3.2), on obtient,

$$E^2 = \frac{1}{4} \left\{ A^2 e^{-2j\omega t} + A^{*2} e^{+2j\omega t} + 2A \cdot A^* \right\} \quad (3.4)$$

En prenant la moyenne temporelle sur un intervalle plus grand comparé à la période  $T = 2\pi/\omega$  alors

$$\langle E^2 \rangle = \frac{1}{2} A \cdot A^* = \frac{1}{2} (|A_x|^2 + |A_y|^2 + |A_z|^2) = \frac{1}{2} (a_1^2 + a_2^2 + a_3^2) \quad (3.5)$$

Supposons maintenant que deux ondes monochromatiques  $E_1$  et  $E_2$  se superposent en un certain point P. Le champ électrique total en P est :

$$E = E_1 + E_2 \quad (3.6)$$

Avec

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 \cdot E_2 \quad (3.7)$$

Alors l'intensité totale au point P s'écrit

$$I = I_1 + I_2 + J_{12} \quad (3.8)$$

où

$$I_1 = \langle E_1^2 \rangle, I_2 = \langle E_2^2 \rangle \quad (3.9-a)$$

sont les intensités des deux ondes et

$$J_{12} = 2\langle E_1 \cdot E_2 \rangle \quad (3.9-b)$$

est le terme d'interférences.

Si A et B sont les amplitudes complexes des deux ondes avec

$$A_x = a_1 e^{jg_1}, A_y = a_2 e^{jg_2}, A_z = a_3 e^{jg_3}$$

$$B_x = b_1 e^{jh_1}, B_y = b_2 e^{jh_2}, B_z = b_3 e^{jh_3} \quad (3.10)$$

En général, les phases réelles  $g_i$  et  $h_i$  des deux ondes seront différentes puisque les deux ondes auront parcouru des chemins différents pour atteindre P. Mais si les conditions expérimentales font que la même différence de phase  $\phi$  soit introduite entre les composantes correspondantes alors nous aurons [49]

$$g_1 - h_1 = g_2 - h_2 = g_3 - h_3 = \varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \quad (3.11)$$

où  $\Delta$  est la différence de marche optique entre les deux ondes, et  $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le vide.

Alors

$$\begin{aligned} E_1 \cdot E_2 &= \frac{1}{2}(Ae^{-j\omega t} + A^* e^{+j\omega t}) \cdot \frac{1}{2}(Be^{-j\omega t} + B^* e^{+j\omega t}) \\ &= \frac{1}{4}(A \cdot B e^{-2j\omega t} + A^* \cdot B^* e^{+2j\omega t} + A \cdot B^* + A^* \cdot B) \end{aligned} \quad (3.12)$$

de telle sorte que

$$\begin{aligned} J_{12} &= 2\langle E_1 \cdot E_2 \rangle = \frac{1}{2}(A \cdot B^* + A^* \cdot B) \\ &= a_1 b_1 \cos(g_1 - h_1) + a_2 b_2 \cos(g_2 - h_2) + a_3 b_3 \cos(g_3 - h_3) \\ &= (a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3) \cos \varphi \end{aligned} \quad (3.13)$$

Cette expression montre la dépendance du terme d'interférence  $J_{12}$  aux amplitudes des composantes et à la différence de phase des deux ondes.

Considérons maintenant la distribution de l'intensité résultant de la superposition de deux ondes qui se propagent dans la direction  $z$ , et sont polarisées linéairement suivant l'axe  $Ox$  d'un repère  $(O, x, y, z)$  associé au laboratoire. Alors  $a_2 = a_3 = b_2 = b_3 = 0$ . En utilisant (3.5), (3.9-a) et (3.13) on aura

$$I_1 = \frac{1}{2} a_1^2, \quad I_2 = \frac{1}{2} b_1^2 \quad \text{et} \quad J_{12} = a_1 b_1 \cos \varphi = 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \varphi \quad (3.14)$$

L'intensité totale est donc donnée par (3.8) comme

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \varphi \quad (3.15)$$

Maximum d'intensité

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad \text{quand} \quad |\varphi| = 0, 2\pi, 4\pi, \dots \quad (3.16-a)$$

Minimum d'intensité

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad \text{quand} \quad |\varphi| = 0, 3\pi, 5\pi, \dots \quad (3.16-b)$$

Cas particulier où  $I_1 = I_2$

Alors (3.15) se réduit à

$$I = 2I_1(1 + \cos \varphi) = 4I_1 \cos^2 \frac{\varphi}{2} \text{ avec } I_{\max} = 4I_1 \text{ et } I_{\min} = 0 \quad (3.17)$$

### 3.1.2 Interférences à travers une lame biréfringente non absorbante

Soit une lame biréfringente représentée sur la figure 3.1. Nous supposons que le matériau biréfringent est non absorbant. Alors on a

$$OB = E \cos \theta, \quad OC = E \sin \theta \quad (3.18)$$

L'analyseur transmet uniquement les composantes parallèles à  $(OAn)$  telles que

$$OF = E \cos \theta \cdot \cos(\theta - \chi), \quad \text{et } OG = E \sin \theta \cdot \sin(\theta - \chi) \quad (3.19)$$

A la sortie de la lame, ces deux composantes sont déphasées de  $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n'' - n') d$ .

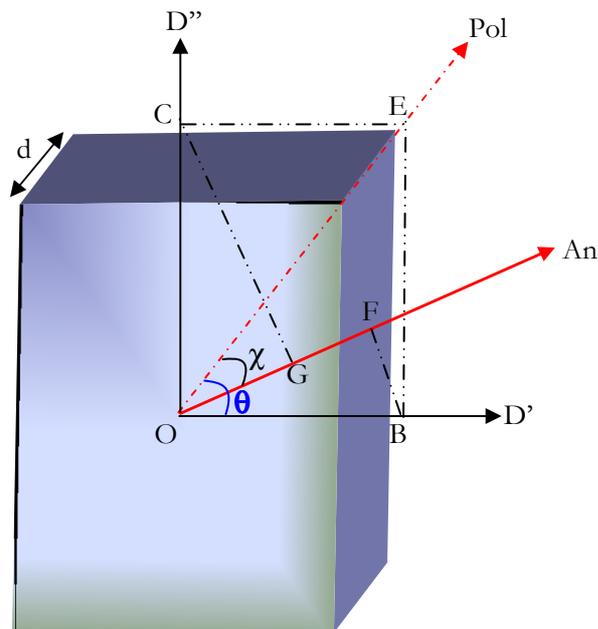


Figure 3. 1 : lame biréfringente placée perpendiculairement à l'axe de propagation. La ligne neutre  $D'$  de la lame fait l'angle  $\theta$  avec l'axe de transmission du polariseur.

En tenant compte de l'expression (3.15), la répartition d'intensité à la sortie de l'analyseur s'écrit alors,

$$I = I_o \left\{ \cos^2 \chi - \sin 2\theta \cdot \sin 2(\theta - \chi) \cdot \sin^2 \frac{\Phi}{2} \right\} \quad (3.20)$$

Ici, nous avons utilisé la transformation trigonométrique  $\cos \varphi = 1 - 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$ .

Deux cas importants sont à considérer :

- Polariseur/Analyseur parallèles

Dans ce cas  $\chi = 0$  et (3.20) se réduit à

$$I_{//} = I_o \left\{ 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \frac{\Phi}{2} \right\} \quad (3.21)$$

Il y a un maximum de transmission lorsque  $\theta = 0, \pi/2, \pi, \dots$  et

$$I_{//\max} = I_o \quad (3.22)$$

Les minimas qui séparent ces maximums sont donnés par  $\sin^2 2\theta = 1$  et ce pour  $\theta = \pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, \dots$  alors,

$$I_{//\min} = I_o \left\{ 1 - \sin^2 \frac{\Phi}{2} \right\} = I_o \cos^2 \frac{\Phi}{2} \quad (3.23)$$

- Polariseur/Analyseur croisés

Dans ce cas  $\chi = \pi/2$  et (3.20) donne

$$I_{\perp} = I_o \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \frac{\Phi}{2} \quad (3.24)$$

$$\text{avec } I_{\perp\min} = 0 \text{ si } \theta = 0, \pi/2, \pi, \dots \quad (3.25)$$

$$\text{et } I_{\perp\max} = I_o \cdot \sin^2 \frac{\Phi}{2}, \text{ si } \theta = \pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, \dots \quad (3.26)$$

### 3.1.3 Interférences à travers une lame biréfringente absorbante

Dans ces milieux, on remplace seulement l'indice  $n$  réel par un indice  $\hat{n}$  complexe. On définit aussi l'indice d'atténuation  $\kappa$  (ou coefficient d'extinction) qui est lié à  $n$  par  $\hat{n} = n(1 + j\kappa)$  [50]. Avec ce changement, on retrouve les mêmes relations que pour le cas des cristaux non absorbants sauf que les deux ondes qui interfèrent subissent maintenant de l'atténuation.

Si l'absorption est faible (cas des matériaux transparents métaux exclus), alors les équations se simplifient considérablement. Absorption faible signifie que l'indice d'atténuation élevé au carré  $\kappa^2$  peut être négligé comparé à 1. Alors

$$\hat{n} = n(1 + j\kappa) \text{ et } \hat{n}^2 = n^2(1 + 2j\kappa) \quad (3.27)$$

$$\hat{v} = \frac{c}{n(1 + j\kappa)} = v(1 - j\kappa) \text{ et } \hat{v}^2 = v^2(1 - 2j\kappa) \quad (3.28)$$

$$\text{et } \hat{n}_k^2 = \mu \hat{\epsilon}_k = n_k^2(1 + 2j\kappa_k) = \mu \epsilon_k(1 + 2j\kappa_k) \quad (3.29)$$

où  $k=x, y$  ou  $z$ .

$$\text{Alors } \kappa_k = \frac{2\pi \sigma_k}{\omega \epsilon_k} \quad (3.30)$$

où  $\sigma_k$  est la conductivité du milieu.

En se référant à la figure 3.1, on aura deux ondes polarisées suivant  $D'$  et  $D''$  (rayon ordinaire et extraordinaire) et qui sont absorbées différemment. La différence de marche optique (OPD) reste inchangée. En traversant une distance  $d$  dans le milieu absorbant, l'amplitude de l'onde est réduite d'un

facteur  $e^{\left(\frac{-\omega n \kappa d}{c}\right)}$ , où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

A la sortie de la lame suivant les axes  $D'$  et  $D''$ , les amplitudes des ondes principales s'écrivent

$$OB = Ee^{\left(\frac{-\omega \kappa' d}{v'}\right)} \cos \theta \text{ et } OC = Ee^{\left(\frac{-\omega \kappa'' d}{v''}\right)} \sin \theta \quad (3.31)$$

$$\text{Si on pose } u = \frac{\omega}{v'} d, \text{ alors } u \sim \frac{\omega}{v'} d \sim \frac{\omega}{v''} d \quad (3.32)$$

$$\text{alors } OB = Ee^{(-\kappa' u)} \cos \theta, \text{ et } OC = Ee^{(-\kappa'' u)} \sin \theta \quad (3.33)$$

A la sortie de l'analyseur, les amplitudes des ondes émergentes s'écrivent

$$OF = Ee^{(-\kappa' u)} \cos \theta \cdot \cos(\theta - \chi) \text{ et } OG = Ee^{(-\kappa'' u)} \sin \theta \cdot \sin(\theta - \chi) \quad (3.34)$$

La répartition d'intensité est aussi donnée par,

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \varphi \quad (3.35)$$

$$\text{où } I_1 = OF^2, I_2 = OG^2 \text{ et } \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n'' - n') d.$$

Si le cristal est uniaxe, alors

$$\left\{ \begin{array}{l} v_x = v_y = v_0 \\ v_z = v_e \end{array} \right\}; \left\{ \begin{array}{l} \kappa_x = \kappa_y = \kappa_0 \\ \kappa_z = \kappa_e \end{array} \right\} \quad (3.36)$$

- Cas du Polariseur/Analyseur croisés

Dans ce cas  $\chi = \pi/2$  et (3.34) donne

$$OF = Ee^{(-\kappa' u)} \cos \theta \cdot \sin \theta \text{ et } OG = Ee^{(-\kappa'' u)} \sin \theta \cdot \cos \theta \quad (3.37)$$

et

$$I_{\perp} = \frac{I_0}{4} \sin^2 2\theta \cdot \left\{ e^{-2\kappa' u} + e^{-2\kappa'' u} - 2e^{-(\kappa' + \kappa'') u} \cos \varphi \right\} \quad (3.38)$$

- Cas du Polariseur/Analyseur parallèles

Dans ce cas  $\chi = 0$  et (3.34) donne

$$OF = Ee^{(-\kappa' u)} \cos^2 \theta, \text{ et } OG = Ee^{(-\kappa'' u)} \sin^2 \theta \quad (3.39)$$

et

$$I_{//} = E^2 \left( (e^{-2\kappa' u} + e^{-2\kappa'' u} - 2e^{-(\kappa' + \kappa'') u}) \cos^4 \theta + (2e^{-(\kappa' + \kappa'') u} - 2e^{-2\kappa'' u}) \cos^2 \theta + \dots \right. \\ \left. + e^{-2\kappa'' u} - e^{-(\kappa' + \kappa'') u} \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right) \quad (3.40)$$

Il est bon de rappeler à ce niveau que les coefficients d'absorption  $\alpha'$  et  $\alpha''$  sont reliés aux indices (coefficients) d'atténuation  $\kappa'$  et  $\kappa''$  par les relations

$$\alpha' = \frac{2wn' \kappa'}{c}, \quad \alpha'' = \frac{2wn'' \kappa''}{c} \quad (3.41)$$

On a d'autre part, d'après (3.32),  $u \sim \frac{w}{v'} d \sim \frac{w}{v''} d$ , alors

$\frac{\alpha'}{2} d = \kappa' u$  et  $\frac{\alpha''}{2} d = \kappa'' u$ . Comme dans le cas d'un cristal uniaxe  $\left\{ \begin{array}{l} \alpha' = \alpha_0 \\ \alpha'' = \alpha_e \end{array} \right\}$  alors (3.38) devient

$$I_{\perp} = \frac{I_0}{4} \sin^2 2\theta \cdot \left\{ e^{-\alpha_0 d} + e^{-\alpha_e d} - 2e^{-(\alpha_0 + \alpha_e) \frac{d}{2}} \cos \varphi \right\} \quad (3.42)$$

D'autre part, l'équation (3.40) devient

$$I_{//} = I_0 \left( (e^{-\alpha_0 d} + e^{-\alpha_e d} - 2e^{-\frac{(\alpha_0 + \alpha_e)d}{2}}) \cos^4 \theta + (2e^{-\frac{(\alpha_0 + \alpha_e)d}{2}} - 2e^{-\alpha_e d}) \cos^2 \theta + \dots \right. \\ \left. + e^{-\alpha_e d} - e^{-\frac{(\alpha_0 + \alpha_e)d}{2}} \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Phi}{2} \right) \quad (3.43)$$

Si  $(\alpha_e - \alpha_0) \ll 1$ , alors les équations (3.42) et (3.43) s'écrivent, dans le cas où les lignes neutres de la lame biréfringente sont à  $45^\circ$  du polariseur ( $\theta = \pi/4$ ),

$$I_{\perp} = I_0 e^{-\alpha_0 d} \sin^2 \frac{\Phi}{2} = I_0 e^{-\alpha_0 d} \sin^2 \frac{\Phi}{2} \quad (3.44)$$

$$I_{//} = I_0 e^{-\alpha_0 d} \cos^2 \frac{\Phi}{2} \quad (3.45)$$

La méthode la plus précise pour évaluer  $\Phi$  est la mesure du rapport  $\frac{I_{\perp}}{I_{//}}$  [51-52]. La résolution de (3.44) et (3.45) par rapport à  $\Phi$  conduit à

$$|\Phi| = N\pi + 2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{I_{\perp}}{I_{//}}} \text{ pour } N = 0, 2, 4, 6, \dots \quad (3.46)$$

$$|\Phi| = (N+1)\pi - 2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{I_{\perp}}{I_{//}}} \text{ pour } N = 1, 3, 5, 7, \dots \quad (3.47)$$

Ces équations s'appliquent aux cas du milieu positif ( $n_e > n_o$ ) ou négatif ( $n_e < n_o$ ).

### 3.1.4 Principe de la mesure de la biréfringence des cellules à cristaux liquides

Quand il s'agit d'évaluer expérimentalement le déphasage  $\Phi$  (et par voie de conséquence la biréfringence  $\delta n$  liée à  $\Phi$  par la relation  $\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot \delta n$ ) à une certaine longueur d'onde  $\lambda$  en fonction de la tension appliquée à la LCC, on utilise la technique qui consiste à mesurer l'évolution des transmissions  $I_{\perp}$  et  $I_{//}$  en fonction de la tension appliquée (Cf. figure 3.2). On déduit alors la différence de phase  $\Phi$  à partir des expressions (3.46) et (3.47)[51-55].

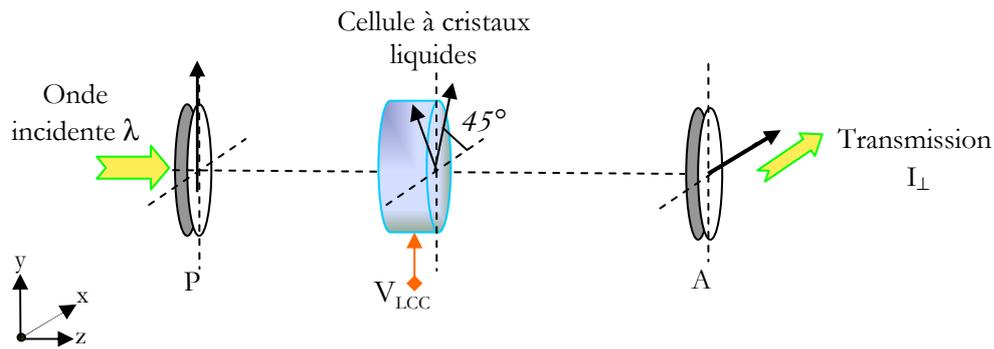


Figure 3. 2 : Schéma du banc optique pour la mesure de la biréfringence de la cellule à cristaux liquides en fonction de la tension d'accord  $V_{LCC}$ . P : Polariseur, A : Analyseur

Pour chaque valeur de la tension appliquée, on mesure  $I_{\perp}$  et  $I_{//}$ . Afin de montrer le principe de la mesure, on a représenté sur la figure 3.3 la réponse typique d'une cellule à cristaux liquides. Les deux transmissions optiques  $I_{//}$  et  $I_{\perp}$ , fonctions de la tension appliquée, correspondent aux deux orientations relatives de l'analyseur par rapport au polariseur. Analysons maintenant ces résultats.

- ◆ Pour  $V_{LCC} > V_0$  : Dans ce cas, l'axe optique des molécules du cristal liquide est parallèle à l'axe z de propagation et est perpendiculaire au plan de polarisation de l'onde incidente. Cette orientation des molécules élimine l'anisotropie optique de la cellule qui se comporte alors comme un milieu isotrope ( $\varphi = 0$ ).
- ◆ Pour  $V_1 \leq V_{LCC} < V_0$  : Au fur et à mesure que la tension appliquée diminue, l'anisotropie augmente et le déphasage  $\varphi$  aussi. A  $V_{LCC} = V_1$ , le premier maximum de  $I_{\perp}$  qui correspond au premier minimum de  $I_{//}$  est identifié avec un déphasage qui atteint  $\varphi = \pi$ . La cellule à cristaux liquides est demi-onde à cette tension avec un rapport  $\frac{I_{\perp}}{I_{//}} = \infty$ . Donc, pour  $V_{LCC} > V_1$ , l'entier N dans la formule (3.46) et (3.47) est nul ( $N = 0$ ) et le déphasage  $\varphi(V_{LCC})$  peut être calculé pour n'importe quelle valeur de la tension appartenant à cette plage à l'aide de l'équation (3.46).
- ◆ Pour  $V_{LCC} < V_1$  : Les extremums  $I_{\perp}$  et  $I_{//}$  correspondent à des déphasages multiples de  $\pi$  et peuvent être utilisés pour déterminer N dans cette plage de tension.

Les intersections des deux transmissions ( $I_{\perp} = I_{//}$ ) sont utilisées pour évaluer N puisqu'elles correspondent à un multiple de  $\pi/2$  [51]. Aux niveaux des extremums de  $I_{\perp}$ , on peut identifier les déphasages  $\pi, 2\pi, 3\pi, \dots$ . L'entier N change de parité au niveau de ces extremums. N est pair dans la plage où  $I_{\perp}$  change d'un minimum vers un maximum et est impaire dans la plage où  $I_{\perp}$  change d'un maximum vers un minimum. Pour  $V_2 < V_{LCC} < V_1$ , et en suivant cette procédure, on trouve que  $N = 1$  dans cette plage. Le déphasage  $\varphi(V_{LCC})$  peut être calculé pour n'importe quelle valeur de la tension

appartenant à cette plage à l'aide de l'équation (3.47). La biréfringence  $\delta n$  de la cellule peut être déduite

à partir de la relation  $\delta n = \frac{\phi \lambda}{2\pi d}$

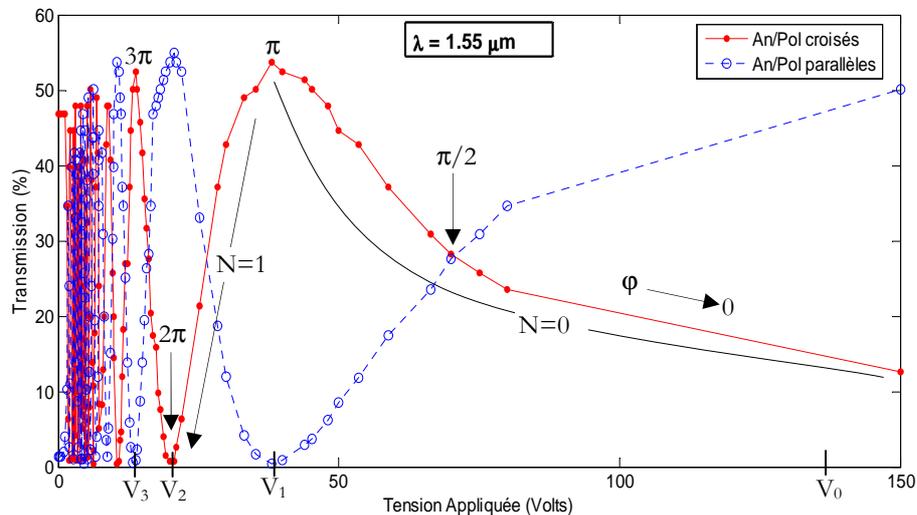


Figure 3. 3 : Transmissions optiques  $I_{\perp}$  et  $I_{//}$  fonctions de la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides.

## 3.2 Résultats de la caractérisation des cellules à cristaux liquides.

Ce qui suit est relatif à la caractérisation des lames à cristaux liquides ‘épaisses’ de **125  $\mu\text{m}$**  d’épaisseur géométrique, et ‘minces’ de **7  $\mu\text{m}$**  et **18  $\mu\text{m}$** . Le lot des cellules ‘épaisses’ comporte 4 lames. Nous avons caractérisé la lame portant sur son verre l’inscription ‘F1’. Le banc de caractérisation ainsi que la configuration optique de la cellule sont représentés sur la figure 3.2.

### 3.2.1 Conditions de l’expérience

- La source est un laser accordable (Tunics) dans la bande [1460-1580] nm.
- La puissance du laser est fixée à 0,5 mW (-3 dBm).
- La tension  $V_{LCC}$  appliquée à la lame à Cristaux Liquides est un signal carré de fréquence 10 Khz. Les amplitudes crête à crête varient de 0 Volt à 150 V par pas variable.
- Les puissances optiques (dBm) sont mesurées dans la configuration Analyseur/Polariseur Croisés puis Analyseur/Polariseur Parallèles
- Le temps de réponse des cellules pour chaque tension est évalué manuellement (à l'aide d'un chronomètre).

### 3.2.2 Transmissions mesurées de la cellule ‘épaisse’

Sur la figure 3.4, nous avons représenté les transmittances de la cellule à cristaux liquides **F1** en fonction de la tension pour deux orientations de l’analyseur. La courbe en rouge représente la transmittance lorsque l’analyseur et le polariseur sont croisés, alors que celle en bleu correspond au cas où l’analyseur est parallèle au polariseur.

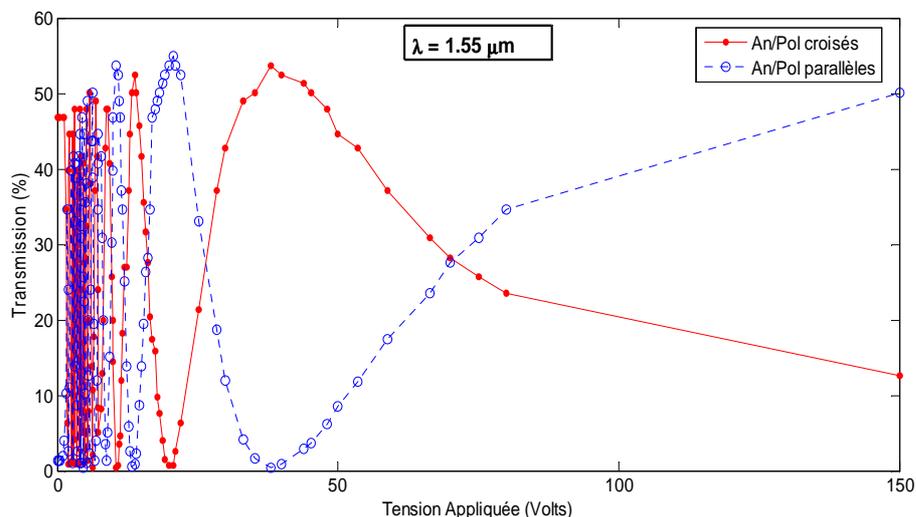


Figure 3. 4 : Transmissions optiques  $I_{\perp}$  et  $I_{//}$  dépendantes de la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides ‘épaisse’ de  $125 \mu\text{m}$  d’épaisseur géométrique.

### 3.2.3 Déphasage en fonction de la tension

Le déphasage fait  $14,445$  fois  $360^{\circ}$ . La courbe a une pente raide autour de  $4$  Volts (Cf. figure 3.5).

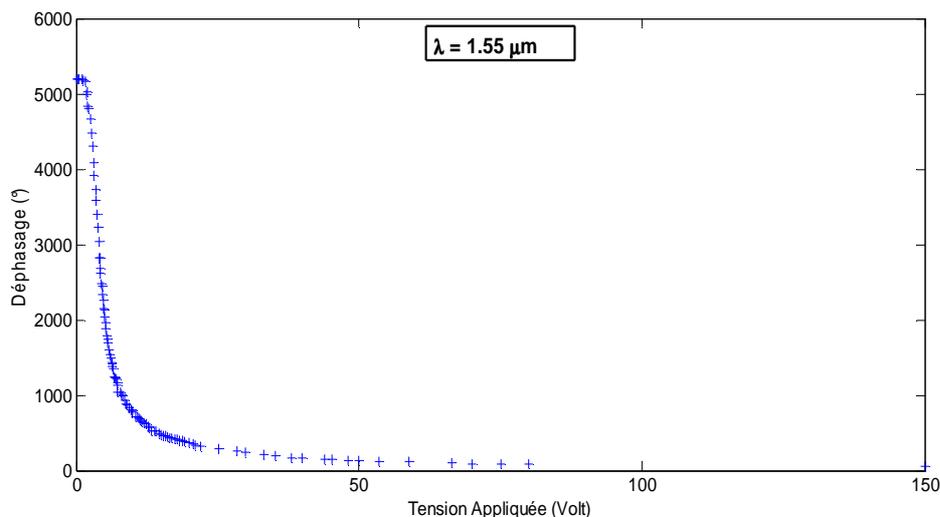


Figure 3. 5 : Variation en fonction de la tension appliquée du déphasage introduit par la cellule à cristaux liquides ‘épaisse’ de  $125 \mu\text{m}$ .

### 3.2.4 Différence de Marche Optique

L'évolution de la Différence de Marche Optique (OPD) est représentée sur la figure 3.6. Cette OPD fait 14,445 fois la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$ . La courbe présente une pente raide autour de 4 Volts, ce qui donne un taux d'accord très faible de  $4 \mu\text{m}/\text{Volt}$  ou bien  $2.58. \lambda/\text{Volt}$ .

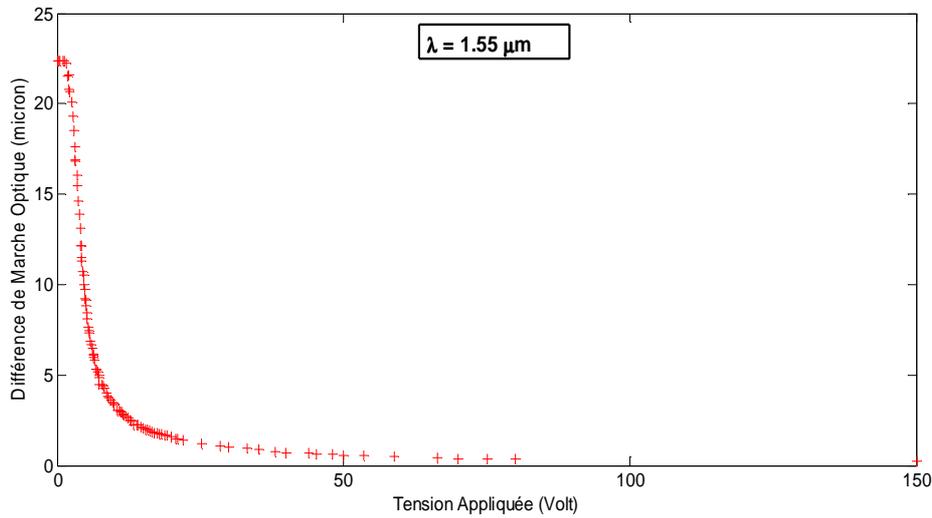


Figure 3. 6 : Variation en fonction de la tension appliquée de la Différence de marche optique introduite par la cellule à cristaux liquides ‘épaisse’ de  $125 \mu\text{m}$  .

### 3.2.5 Temps de Réponse de la cellule

A tension faible ( $V_{LCC} < 15 \text{ V}$ ), la puissance mesurée fluctue d'une manière oscillatoire entre des extrémums avant de se stabiliser, et ce pendant une durée de temps (Temps de réponse) relativement grande (quelques minutes). A tension forte ( $V_{LCC} > 15 \text{ V}$ ), la puissance mesurée se stabilise relativement rapidement ( $< 1 \text{ s}$ ). Ce temps de réponse décroît donc à mesure que la tension appliquée augmente (Cf. figure 3.7). Par conséquent, si le temps de réponse est le paramètre qu'on cherche à améliorer, il serait judicieux de travailler à tension élevée au détriment d'un taux d'accord faible.

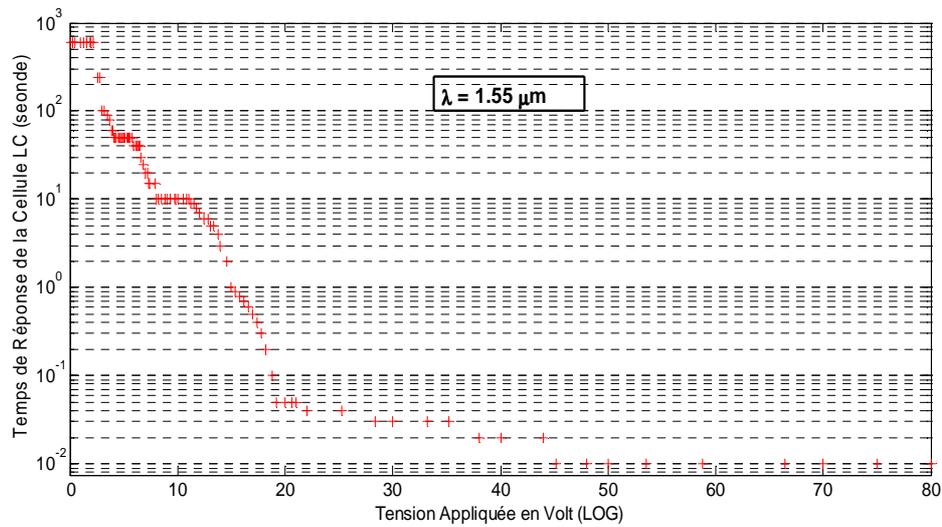


Figure 3. 7 : Variation en fonction de la tension appliquée du temps de réponse de la cellule à cristaux liquides ‘épaisse’ de 125  $\mu\text{m}$ . L’axe des temps de réponse est représenté en échelle logarithmique.

### 3.2.6 Comportement en longueurs d’onde (Dispersion)

Nous nous intéressons à présent au comportement de cette cellule aux longueurs d’onde  $\lambda = 1,52 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,57 \mu\text{m}$ . La puissance du laser étant fixée à 0,5 mW (-3 dBm) pour les trois longueurs d’onde.

#### 3.2.6.1 Différences de Marche Optique

L’OPD en fonction de la tension pour les trois longueurs d’onde est représentée sur la figure 3.8. Afin de mieux discerner l’écart entre ces trois courbes, nous rapportons sur la figure 3.9 la différence entre les OPD à  $\lambda = 1,52 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,57 \mu\text{m}$  et la OPD à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  en fonction de la tension appliquée.

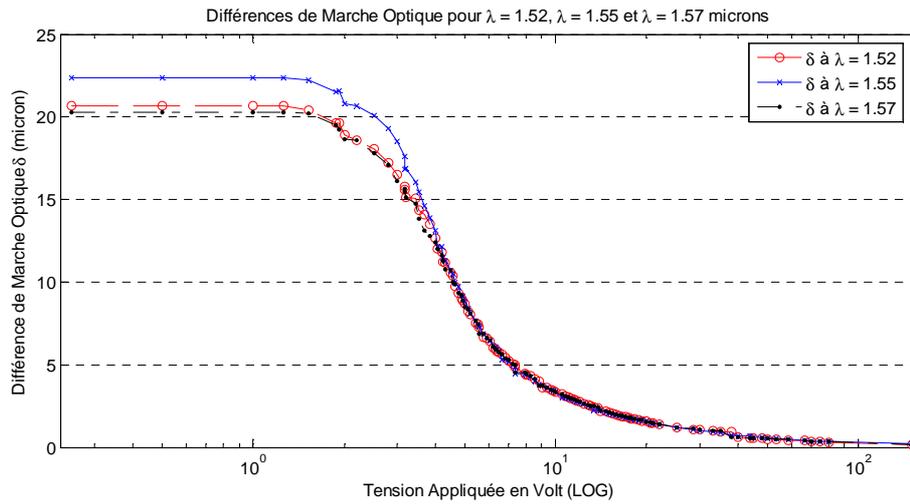


Figure 3. 8 : Variation en fonction de la tension appliquée des différences de marche optique introduites par la cellule à cristaux liquides ‘épaisse’ de 125  $\mu\text{m}$  pour les trois longueurs d’onde.

### 3.2.6.2 Différence entre les OPD (dispersion)

Il s’agit de montrer la différence  $\delta$  entre les OPD à  $\lambda = 1,52 \mu\text{m}$  et  $\lambda = 1,57 \mu\text{m}$  et l’OPD à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ , et ce en fonction de la tension appliquée. Cette différence n’est autre que la dispersion du matériau. On remarque par ailleurs, que cette différence varie en fonction de la tension appliquée.

#### Différence entre l’OPD à $\lambda = 1,52 \mu\text{m}$ et celle à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

- $V_{LCC} > 13 \text{ V}$ , la différence est très faible
- $V_{LCC} \geq 1.26 \text{ V}$  et  $V_{LCC} < 13 \text{ V}$ , cette différence varie de  $|0.18| \mu\text{m}$  à  $|2.10| \mu\text{m}$ .
- $V_{LCC} < 1.26 \text{ V}$ , la différence est quasiment constante et est égale à  $|1.70| \mu\text{m}$ .

#### Différence entre la OPD à $\lambda = 1,57 \mu\text{m}$ et celle à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

- $V_{LCC} > 13 \text{ V}$ , la différence est très faible
- $V_{LCC} \geq 1.26 \text{ V}$  et  $V_{LCC} < 13 \text{ V}$ , cette différence varie de  $|0.08| \mu\text{m}$  à  $|2.43| \mu\text{m}$ .
- $V_{LCC} < 1.26 \text{ V}$ , la différence est quasiment constante et est égale à  $|2.08| \mu\text{m}$ .

On remarque que pour une tension appliquée supérieure à 13 V, la cellule à cristaux liquide a un comportement identique pour les trois longueurs d’onde. La dispersion peut par conséquent être négligée.

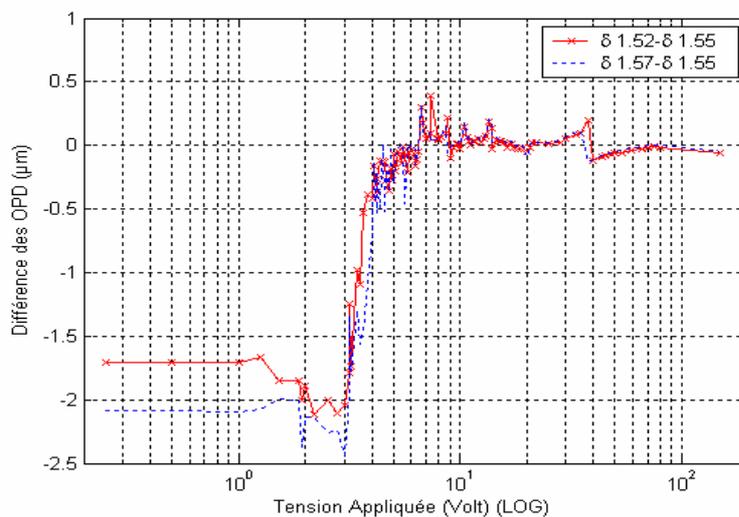


Figure 3. 9 : Variation en fonction de la tension appliquée de la différence  $\delta$  (dispersion) des différences de marche optique introduites par la cellule à cristaux liquides ‘épaisse’ de 125  $\mu\text{m}$  pour les trois longueurs d’onde.

### 3.2.6.3 Comparaison des OPD de la lame ‘F1’ et ‘F4’

Il s’agit de montrer (Cf. figure 3.10) la différence entre les OPD à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  correspondant à la lame F1 et la lame F4. Visiblement, les deux lames ont un comportement identique (à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ) lorsqu’on applique la tension  $V_{LCC}$ .

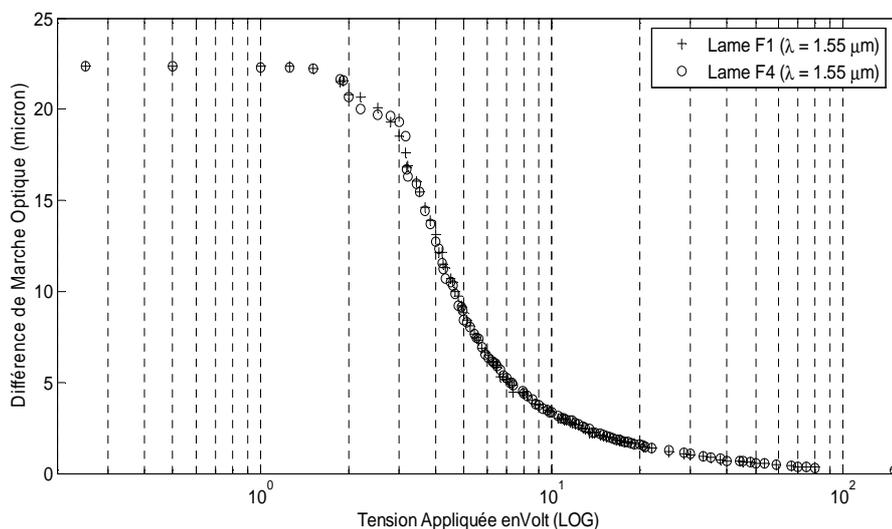


Figure 3. 10 : Comparaison des variations en fonction de la tension appliquée des différences de marche optique introduites par les cellules ‘épaisses’ F1 et F4 de 125  $\mu\text{m}$  à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .

### 3.2.7 Résultats pour les cellules à cristaux liquides ‘minces’

#### 3.2.7.1 Transmissions mesurées des cellules ‘minces’

De la même manière que pour la cellule épaisse précédemment caractérisée, nous représentons sur la figure 3.11, les transmittances en fonction de la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides ‘mince’ de  $18 \mu\text{m}$  d’épaisseur géométrique correspondant aux deux orientations de l’analyseur. La longueur d’onde de la source est  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ . Le résultat en ce qui concerne la variation de la différence de marche optique est montrée sur la figure 3.12.

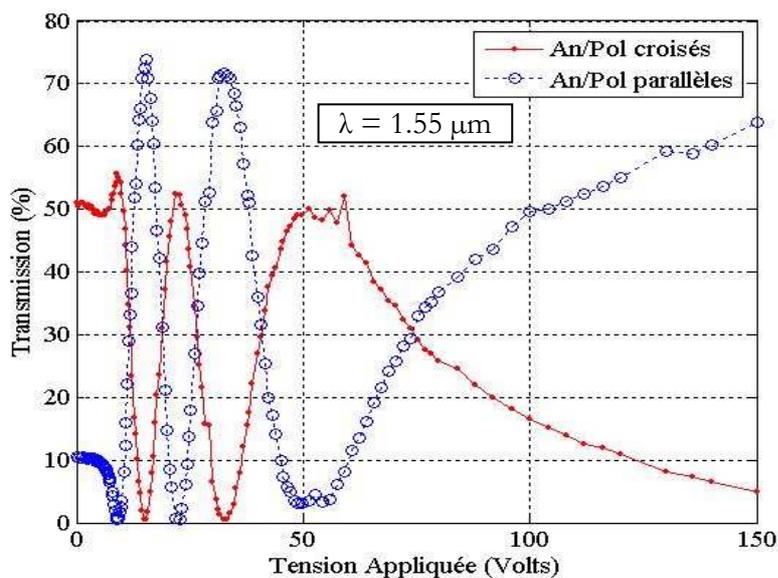


Figure 3. 11 : Transmissions optiques  $I_{\perp}$  et  $I_{//}$  dépendantes de la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides ‘mince’ de  $18 \mu\text{m}$  à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ .

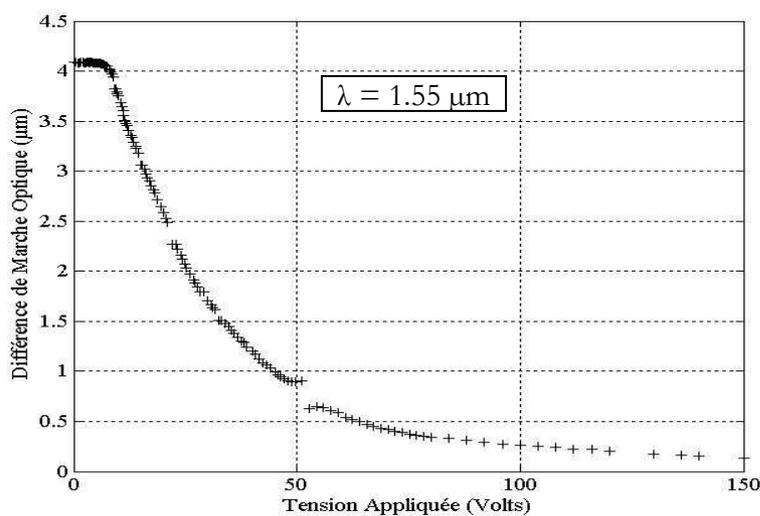


Figure 3. 12 : Variation en fonction de la tension appliquée de la différence de marche optique introduite par la cellule ‘mince’ de  $18 \mu\text{m}$  d’épaisseur géométrique.

Le résultat pour la cellule à cristaux liquides ‘mince’, de  $7\ \mu\text{m}$  d’épaisseur géométrique est illustré sur la figure 3.13. On constate que plus l’épaisseur géométrique est grande, plus le nombre d’oscillations dans la variation des transmittances en fonction de la tension appliquée est élevé (Cf. § 3.1.4).

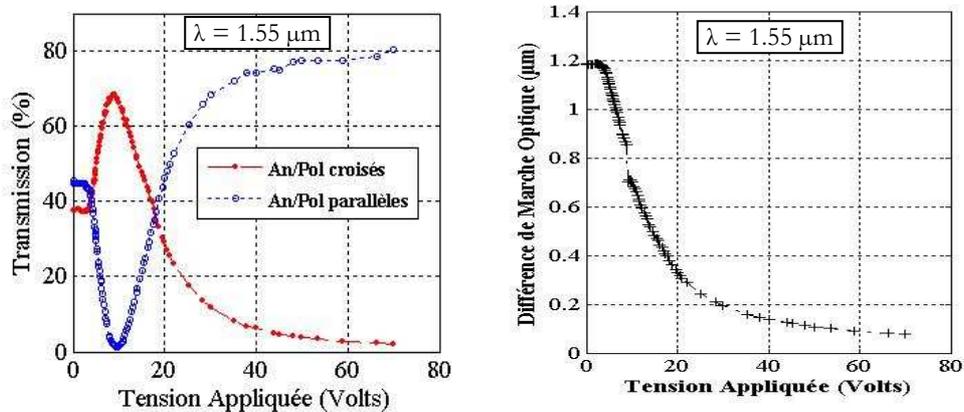


Figure 3. 13 : (Gauche) Transmissions optiques  $I_{\perp}$  et  $I_{//}$  dépendantes de la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides ‘mince’ de  $7\ \mu\text{m}$  à  $\lambda = 1,55\ \mu\text{m}$ . (Droite) Variation de la différence de marche optique résultante.

### 3.3 Accordabilité de la longueur d’onde et de la bande passante des filtres de Šolc hybrides à cristaux liquides

#### 3.3.1 Introduction

La recherche de filtres optiques reconfigurables est une préoccupation permanente de la communauté scientifique depuis déjà plusieurs années. En effet, plusieurs technologies ont été développées dans le but de réaliser des filtres optiques dont les paramètres caractéristiques peuvent être accordables [56]. La plupart d'entre elles s'est principalement concentrée sur l'accord de la longueur d'onde centrale pour réaliser la fonctionnalité de sélection dynamique de canaux WDM [57, 58] et la fonctionnalité de source laser accordable [59]. En outre, pour des systèmes WDM avec des débits de transmission différents, d'espacements de canaux différents et/ou de formats de modulation différents, les filtres optiques dont les caractéristiques de filtrage peuvent être variables, sont exigés pour optimiser leur fonctionnement [60]. Par conséquent, un filtre optique ayant une bande passante accordable est fortement souhaitable pour réaliser différentes fonctionnalités dans les réseaux WDM métropolitains et d'accès. Plusieurs technologies ont été alors développées Un filtre à base de réseaux de guides d'ondes (arrayed-waveguide grating, AWG) ayant une bande passante variable (0.3 nm-10.5 nanomètre) a été rapporté [61]. Les réseaux de Bragg (fibre bragg grating, FBG) sont couramment employés et ce en raison de leur excellente caractéristique de filtrage en amplitude [62]. La bande passante de tels filtres optiques peut être ajustée en changeant la position d'une tête thermique [63, 64]. Un filtre optique à bande passante variable réalisé dans la technologie MEMS a été également rapporté. L'accord de la bande passante est réalisé avec un mouvement de haut en bas de pistons qui font bouger des micro-

miroirs [65]. Un autre filtre à bande passante variable utilisant la technologie des circuits photoniques planaires (planar lightwave circuit, PLC) a été fabriqué [66]. Cependant, ce dernier dispositif présente des pertes d'insertion élevées.

Dans ce paragraphe, nous allons démontrer le rôle des cellules à cristaux liquides dans l'accordabilité de la longueur d'onde correspondant au maximum de la fonction de transmission d'un filtre de Šolc hybride à cristaux liquides . Ces cellules serviront également pour ajuster la bande passante du filtre autour de n'importe quelle longueur d'onde accordée. Cet accord de bande passante est basé sur la variation du nombre d'étages par ce que nous appelons *l'annulation optique* .

### 3.3.2 Principe de fonctionnement

La figure 3.1 illustre le schéma de la structure utilisée pour accorder la longueur d'onde centrale [58]. Il s'agit d'un filtre de Šolc alterné [67] constitué d'un empilement de N étages hybrides placés entre polariseur (P)/analyseur (A) croisés. Chaque étage hybride est composé d'une lame biréfringente (birefringent plate, BP) et d'une cellule mince à cristaux liquides (liquid-crystal cell, LCC) dont les axes lent et rapide sont parallèles entre eux. Les axes optiques des étages sont orientés alternativement à  $+\alpha$  et  $-\alpha$  par rapport à l'axe de transmission du polariseur d'entrée tel que  $\alpha = \pi/4N$ . Cette valeur de  $\alpha$  découle de la condition dynamique relative aux modes orthogonaux TE/TM qui doivent être complètement couplés au niveau de l'analyseur [68]. Par conséquent, la fonction de filtrage est obtenue au moyen d'une conversion TE/TM sélective en longueur d'onde. Chaque étage hybride agit donc comme une lame biréfringente demi-onde à la longueur d'onde de fonctionnement appelée ici longueur d'onde centrale.

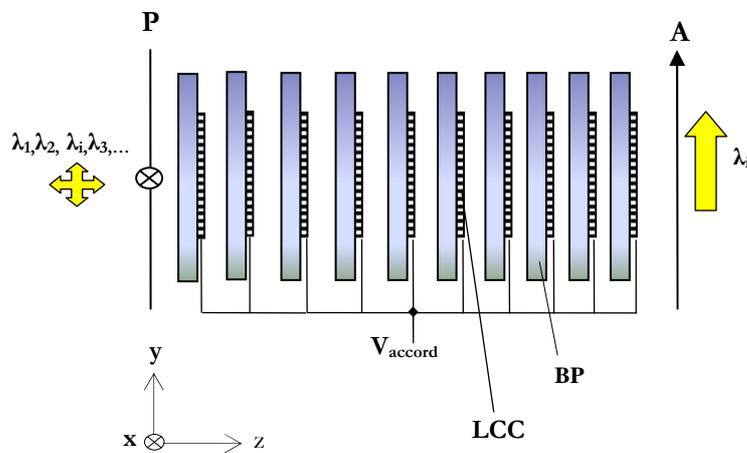


Figure 3. 14 : Structure du filtre de Šolc hybride à cristaux liquides constitué de N étages. BP: Lame Biréfringente, LCC: Lame à Cristaux Liquides,  $V_{accord}$ : Tension d'accord.

La fonction de transmission d'un filtre de Šolc alterné peut être calculée en utilisant le formalisme de Jones présenté au paragraphe 2.3.2 [68]

$$T = \left| \tan(2\alpha) \cos(\chi) \frac{\sin(N\chi)}{\sin \chi} \right|^2 \quad (3. 48)$$

avec

$$\cos \chi = \cos(2\alpha) \sin\left(\frac{\pi\Delta}{\lambda}\right) \quad (3. 49)$$

où  $\Delta$  représente la différence de marche optique hybride (hybrid optical path difference, HOPD) introduite par un étage du filtre telle que

$$\Delta = \Delta_{BP} + \Delta_{LCC} \quad (3. 50)$$

où  $\Delta_{BP}$  et  $\Delta_{LCC}$  sont les OPD introduites respectivement par la lame biréfringente et la cellule à cristaux liquides. Celle-ci est utilisée comme un élément d'accord. L'intervalle spectral libre (Free Spectral Range, FSR) du filtre, sa finesse  $F$  et sa bande passante à mi-hauteur (Full-Width at Half Maximum, FWHM) sont donnés respectivement par [68] (Cf. § 2.4.3) :

$$FSR = \frac{\lambda^2}{\Delta} \quad (3. 51)$$

$$F \approx 1.25N$$

$$FWHM = \frac{0.8\lambda^2}{N\Delta} \quad (3. 52)$$

où  $\lambda$  représente la longueur d'onde dans le vide. Les longueurs d'onde  $\lambda_i$  relatives aux maximums de la fonction de transmission satisfont la condition

$$\Delta = (1 + 2k) \frac{\lambda_i}{2} \quad (3. 53)$$

où  $k$  est un entier.

### 3.3.3 Principe de l'accordabilité en longueur d'onde

Supposant qu'initialement, la longueur d'onde de fonctionnement  $\lambda = \lambda_c$ . Le faisceau lumineux incident, dont la polarisation est parallèle à la direction de transmission du polariseur d'entrée voie celle-ci tourner de  $90^\circ$  et par conséquent passe à travers le polariseur de sortie sans atténuation. Si nous nous éloignons de cette longueur d'onde, les étages hybrides ne sont plus demi-ondes et la polarisation devient elliptique. Le faisceau est alors atténué par le polariseur de sortie et cette atténuation est d'autant plus forte à mesure qu'on s'éloigne de  $\lambda_c$ . Il s'ensuit qu'accorder le dispositif équivaut à corriger cette polarisation elliptique de façon que la transmission du polariseur de sortie soit maximale à  $\lambda_i \neq \lambda_c$ . Cette accordabilité des maximums de la fonction de transmission du filtre est assurée par

l'application d'une tension électrique aux LCC. Ceci a pour effet de reconfigurer la biréfringence introduite par chaque étage du dispositif (voir Eq. 3.50).

La figure 3.15 représente l'évolution mesurée de la différence de marche optique  $\Delta_{LCC}$  de la cellule à cristaux liquides (Cristal Liquide nématique E63 de E. Merck Chemicals, Allemagne) pour différentes valeurs de la tension  $V_{LCC}$  appliquée (signal carré de fréquence 10 kHz). Ces mesures sont utilisées comme données d'entrées lors de la modélisation de l'accordabilité de la longueur d'onde centrale ou celle de la bande passante à mi-hauteur. Il est intéressant de remarquer que dans la fenêtre de travail infrarouge [1500 -1565] nm, les indices de réfraction extraordinaire ( $n_e$ ) et ordinaire ( $n_o$ ) sont presque insensibles à la variation de longueurs d'onde et par voie de conséquence la dispersion de la biréfringence peut être négligée.

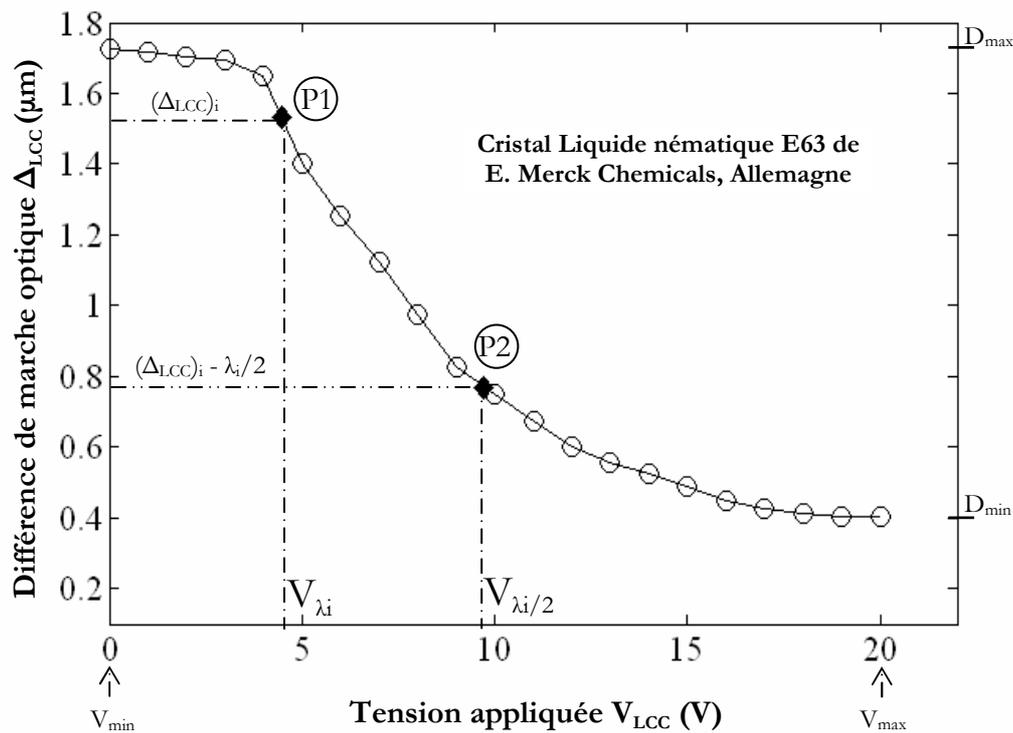


Figure 3. 15 : Evolution mesurée de la différence de marche optique  $\Delta_{LCC}$  de la cellule à cristaux liquides en fonction de la tension appliquée [58].

L'accordabilité continue du dispositif est assurée par la LCC dont la  $\Delta_{LCC}$  varie de la valeur  $D_{max}$  à  $D_{min}$  quand la tension appliquée  $V_{LCC}$  augmente de la valeur  $V_{min}$  à  $V_{max}$  (Cf. figure 3.15). Quand  $V_{LCC}$  varie entre 4 V et 14 V, la LCC opère en régime quasi-linéaire. Alors sa biréfringence est linéaire en fonction de la tension appliquée et son OPD peut être approximée par,

$$\Delta_{LCC} = \beta \cdot V_{LCC} \quad (3. 54)$$

où  $\beta$  (en  $\mu\text{m}/\text{V}$ ) est la pente dans la région linéaire de la courbe de la biréfringence en fonction de la tension appliquée.

La plage d'accord (tuning range,  $\delta\lambda$ ) est une fonction linéaire de la variation  $\delta(\Delta_{LCC})$  de la différence de marche optique introduite par la section active du dispositif [58, 59] telle que

$$\delta\lambda = \frac{FSR}{\lambda} \cdot \delta(\Delta_{LCC}) \quad (3.55)$$

La figure 3.16 illustre le résultat de simulation de l'accordabilité en longueur d'onde d'un filtre à dix étages. Quand la tension appliquée augmente et atteint la valeur  $V_{\lambda_i}$ , alors  $\Delta_{LCC} = (\Delta_{LCC})_i$ . Le pic d'ordre  $(2k+1)$ , où  $k$  est un entier, se déplace vers les petites longueurs d'onde sans variation du FSR tel que,

$$\lambda_i = \lambda_c + \alpha \cdot V_{LCC} \quad (3.56)$$

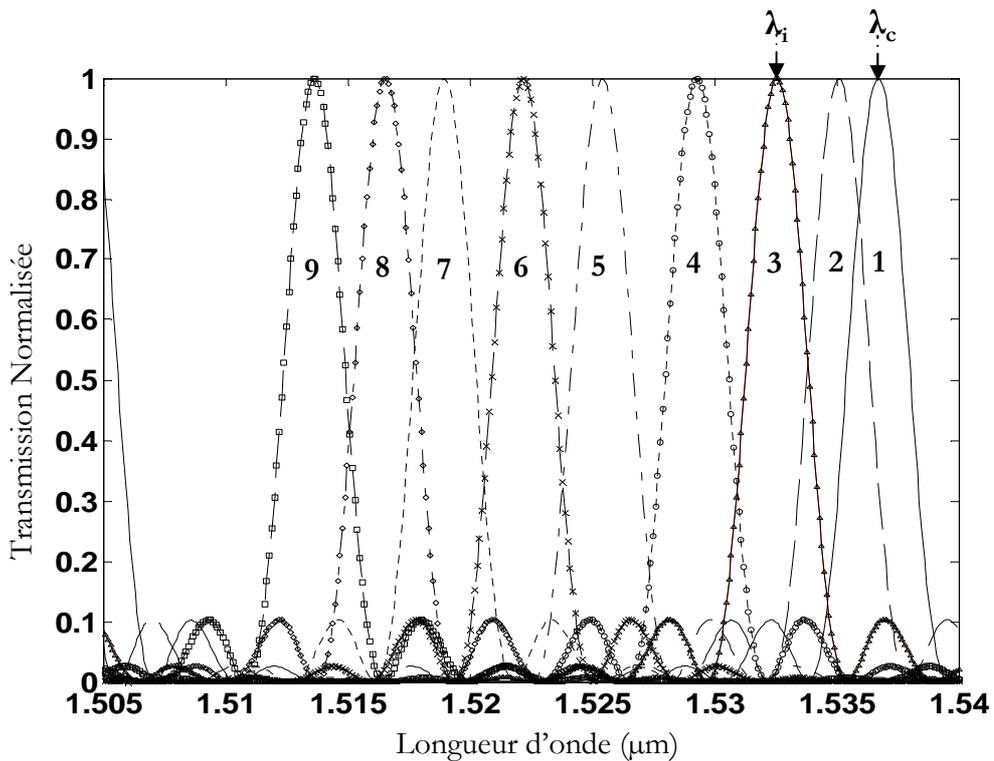


Figure 3. 16 : Accordabilité calculée de la longueur d'onde centrale d'un filtre de Šolc à 10 étages pour des tensions d'accord  $V_{tun}$ . 1: 1.536  $\mu\text{m}$ , 2 V; 2: 1.535  $\mu\text{m}$ , 4 V; 3: 1.532  $\mu\text{m}$ , 4.5 V; 4: 1.529  $\mu\text{m}$ , 5 V; 5: 1.525  $\mu\text{m}$ , 6.5 V; 6: 1.522  $\mu\text{m}$ , 7.5 V; 7: 1.519  $\mu\text{m}$ , 8.5 V; 8: 1.516  $\mu\text{m}$ , 9.5 V; 9: 1.513  $\mu\text{m}$ , 12 V.

où  $\alpha$  représente le taux d'accord exprimé en nm/V. On note que les tensions de fonctionnement découlent de la relation

$$\alpha = \frac{\delta\lambda}{\delta V_{LCC}} = \frac{\beta}{k} \quad (3.57)$$

et par conséquent, la plage d'accord  $\delta\lambda$  est limitée par les caractéristiques électrooptiques des LCCs. Cependant, quand  $V_{LCC} > 14$  V, on n'est plus dans le régime linéaire, et le pic d'ordre  $(2k+1)$

s’immobilise et cesse de se déplacer vers les petites longueurs d’onde indiquant alors la limite de l’accordabilité.

La figure 3.17 illustre la caractérisation expérimentale de l’accordabilité en longueur d’onde d’un filtre à deux étages. Pour montrer l’évolution de la finesse en fonction du nombre d’étages, on a représenté sur la figure 3.18 les transmissions expérimentales d’un filtre de Šolc alterné à 6 étages et à 10 étages, respectivement. Dans chacun des deux filtres, chaque étage est constitué d’une lame de calcite avec une biréfringence  $\delta n_{BP} = 0,156$  (à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ) et une épaisseur géométrique  $e_{BP} = 447 \mu\text{m}$ , et d’une lame à cristaux liquides en phase nématique ayant une biréfringence maximale  $\delta n_{LCC} \sim 0,2$  (à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ) et une épaisseur géométrique  $e_{LCC} = 7 \mu\text{m}$ .

Comme le FSR ne dépend pas du nombre d’étages mais plutôt de la différence de marche optique hybride  $\Delta$ , il est égale dans ce cas à  $\text{FSR} = 4,2 \text{ THz}$ . La plage d’accord théorique disponible est par conséquent évaluée à  $\delta\lambda \sim 34 \text{ nm}$ . La bande passante FWHM vaut  $2,7 \text{ nm}$ . Quant à la finesse, elle augmente avec le nombre d’étages.

L’accordabilité continue du filtre à 10 étages est obtenue avec une OPD de la cellule à cristaux liquides telle que  $0,412 \mu\text{m} \leq \Delta_{LCC} \leq 1,725 \mu\text{m}$  pour une tension appliquée  $2 \leq V_{LCC} \leq 20 \text{ V}$ . Quand la tension d’accord  $V_{LCC}$  augmente, le maximum de la fonction de filtrage se déplace vers les petites longueurs d’onde sans variation du FSR qui est égale à environ  $34 \text{ nm}$  (Cf. figure 3.19).

Un taux d’accord  $\alpha \sim 3 \text{ nm/V}$  peut être obtenu avec  $\beta = 0,137 \mu\text{m/V}$ . La valeur mesurée de  $\alpha$  est de  $\sim 2,38 \text{ nm/V}$  et celle de la plage d’accord est  $\delta\lambda \sim 29 \text{ nm}$ . L’écart avec la valeur théorique ( $34 \text{ nm}$ ) est du au fait que le point de fonctionnement ne se situerait pas sur la partie linéaire de la caractéristique optique des lames à cristaux liquides.

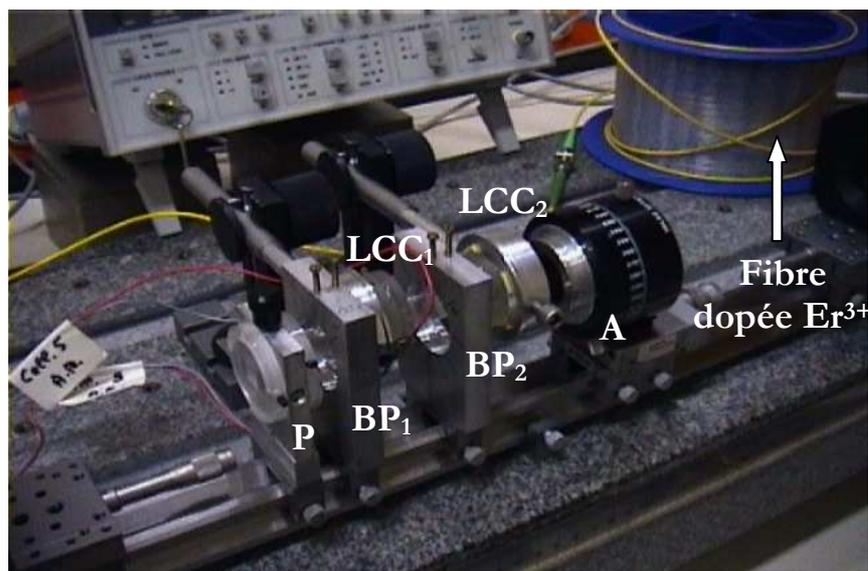


Figure 3. 17 : Montage expérimental d’un filtre Šolc hybride à deux étages. P: polariseur; A: analyseur; LCC<sub>1</sub> and LCC<sub>2</sub>: lames à cristaux liquides; BP<sub>1</sub> and BP<sub>2</sub>: lames biréfringentes

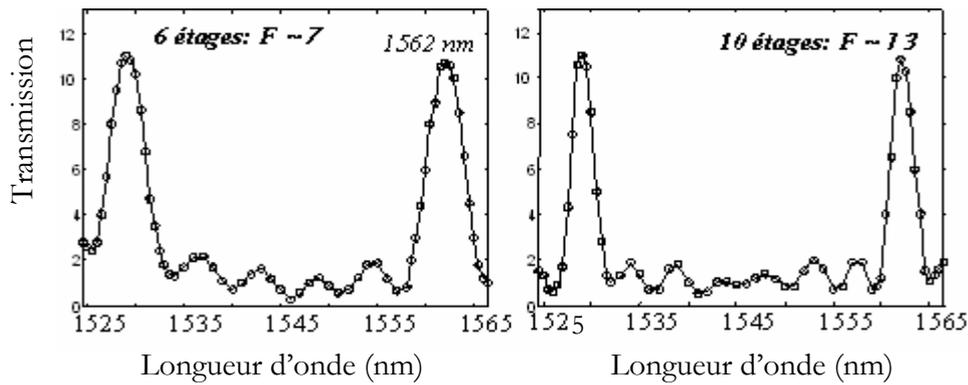


Figure 3. 18 : Evolution expérimentale de la finesse en fonction du nombre d'étages

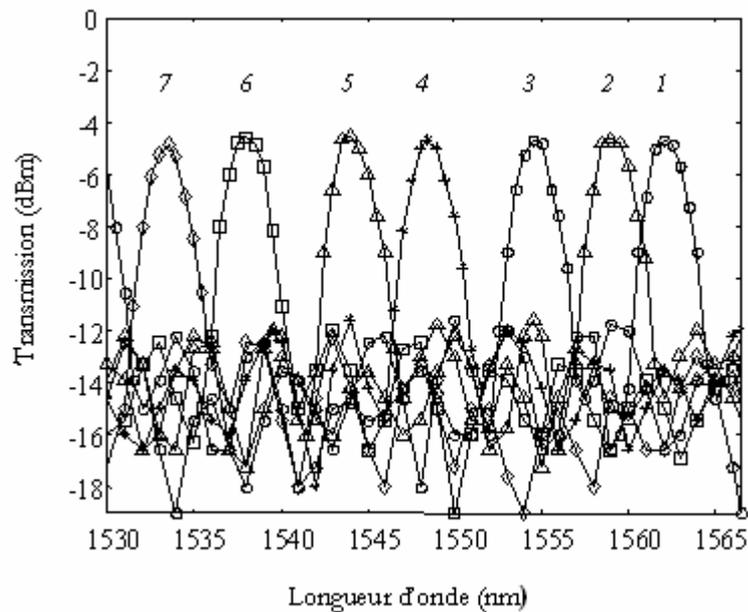


Figure 3. 19 : Test d'accordabilité en longueur d'onde du filtre à 10 étages

### 3.3.4 Principe de l'accordabilité de la bande passante

Dans le but d'accorder la FWHM autour de n'importe quelle longueur d'onde  $\lambda_i$  qui vérifie l'équation (3.56) dans la bande utile, nous pouvons faire varier dans l'équation (3.52) le nombre d'étage  $N$  par ce que nous avons appelé « *l'annulation optique* » des étages biréfringents. Il s'agit de transformer  $M$  étages hybrides demi-ondes ( $M$  paire et  $M \leq (N-2)$ ) en lames biréfringentes ondes à la longueur d'onde  $\lambda_i$ . Evidemment, les  $(N-M)$  étages restants agissent en lames demi-ondes à  $\lambda_i$ . En plus, il est nécessaire d'ajuster leur angle  $\alpha$  à  $\pi/4(N-M)$  pour assurer un couplage à 100% entre les modes orthogonaux au niveau du polariseur de sortie. La nouvelle configuration engendrée est équivalente à un filtre  $\check{\text{S}}\text{olc}$  alterné composé de  $(N-M)$  étages. Il est intéressant de noter que quoique le processus de

l'annulation optique soit complètement réalisé pour  $\lambda_i$ , un soin particulier doit être accordé aux autres longueurs d'onde. En particulier, quand les M étages hybrides sont ondes à la longueur d'onde centrale  $\lambda_i$ , ils sont demi-onde à une autre longueur d'onde  $\lambda_1$ . En plus, les états de polarisation de  $\lambda_i$  et  $\lambda_1$  sont orthogonaux au niveau de l'entrée des M étages optiquement annulés. Dans le but de stopper cette dernière longueur d'onde avec un maximum de contraste après être passée à travers les M étages, sa polarisation doit être perpendiculaire à l'axe de transmission du polariseur de sortie. Ceci est réalisé par la rotation des M étages annulés de telle sorte que leurs axes principaux soient soit parallèles à l'axe de transmission du polariseur d'entrée, soit orientés alternativement à un angle  $+\pi/4$  et  $-\pi/4$  par rapport à ce dernier. La figure 3.20 montre un filtre à 4 étages hybrides dont les deux derniers (M = 2) ont été optiquement annulés.

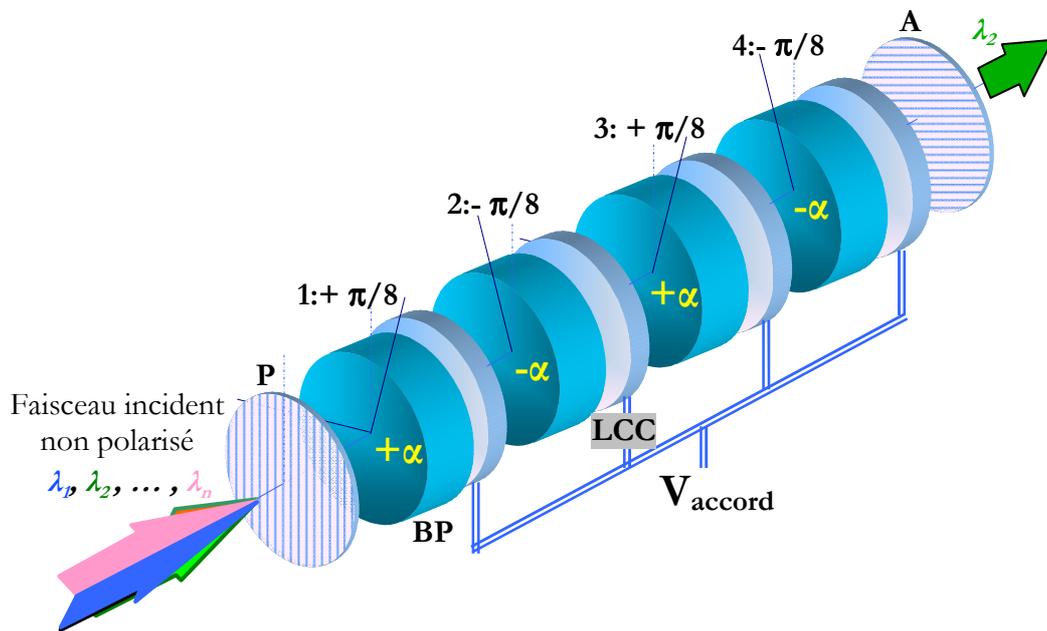


Figure 3. 20 : Accordabilité de la FWHM d'un filtre Šolc hybride à 4 étages. Les deux derniers étages ont été optiquement annulés.  
 P: polariseur; A: analyseur; LCC: lame à cristaux liquides;  
 BP: lame biréfringente

La rotation des étages annulés peut être effectuée électro-optiquement en utilisant des cellules à cristaux liquides spécifiques utilisant des électrodes coplanaires permettant la rotation des lignes neutres au moyen d'une tension électrique appliquée (Cf. figure 3.21).

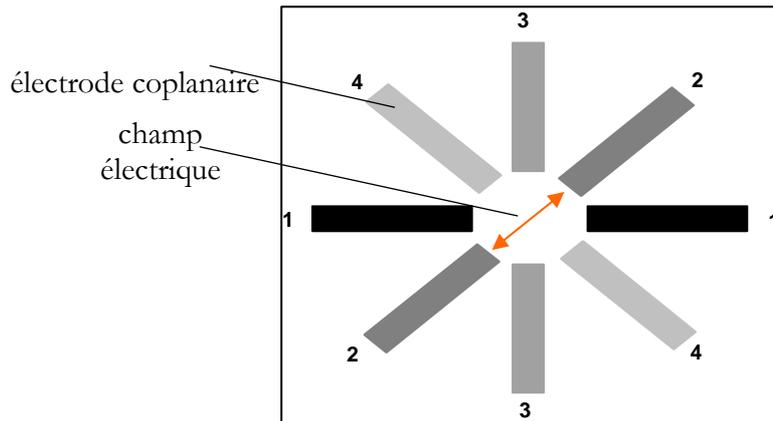


Figure 3. 21 : Structure à cristaux liquides permettant la rotation des lignes neutres d'une façon électrique. Configuration spécifique à électrodes coplanaires

Afin de transformer un étage hybride en une lame onde à  $\lambda_i$ , selon les équations (3.50) (3.53), une valeur de  $\lambda_i/2$  doit être ajoutée à l'HOPD qui devient alors

$$\Delta = 2 \cdot k \cdot \lambda_i \quad (3. 58)$$

où k est un entier. Ceci est obtenu en ajustant la tension appliquée aux M cellules à cristaux liquides de telle manière que leur OPD bascule entre les valeurs  $\Delta_{LCC} = (\Delta_{LCC})_i$  et  $\Delta_{LCC} = (\Delta_{LCC})_i - \lambda_i/2$  et se déplace du point (P1) au point (P2) sur la courbe de la figure 3.15. Il est bon de noter que comme

$$(\Delta_{LCC})_i - \frac{\lambda_i}{2} \gg D_{\min} \quad (3. 59)$$

le processus d'accordabilité de la FWHM peut être effectué autour de n'importe quelle longueur d'onde dans la plage d'accord  $\delta\lambda$ .

### 3.3.5 Exemple de filtre hybride à 10 étages accordable en bande passante

Dans cette partie, nous allons montrer la faisabilité de la technique de *Pannulation optique* par la simulation d'un filtre de Šolc hybride à 10 étages. La structure est modélisée en utilisant des lames biréfringentes commerciales ainsi que les données expérimentales relatives au cristal liquide de la figure 3.15. Chaque lame de calcite a une biréfringence de 0.156 (à  $\lambda=1.550 \mu\text{m}$ ) et une épaisseur géométrique de  $447 \mu\text{m}$ . Elle est couplée à une cellule à cristaux liquides d'épaisseur  $7.5 \mu\text{m}$  dont l'OPD varie de  $D_{\max} = 1.725 \mu\text{m}$  à  $D_{\min} = 0.412 \mu\text{m}$  quand la valeur crête à crête de la tension appliquée  $V_{LCC}$  augmente de  $V_{\min} = 0$  à  $V_{\max} = 20 \text{ V}$  (Cf. figure 3.15) [58]. Quand  $V_{LCC}$  atteint  $V_{\lambda_i} = 4.5 \text{ V}$ , alors  $\Delta_{LCC} = (\Delta_{LCC})_i = 1.532 \mu\text{m}$  ce qui donne une HOPD de  $71.264 \mu\text{m}$ . Ces lames hybrides sont demi-ondes à  $\lambda_i = 1.532 \mu\text{m}$  et ondes à  $\lambda_1 = 1.549 \mu\text{m}$ . Par ailleurs, durant le processus de l'accordabilité de la FWHM

autour  $\lambda_i$ , la HOPD des deux premières lames hybrides demi-ondes ne change pas. La tension appliquée correspondante demeure fixe et égale à  $V_{\lambda_i}$ .

Le processus de l'annulation optique des  $M$  étages hybrides ( $M \leq 8$ ) est réalisé à l'aide des LCC dont l'OPD commute entre deux valeurs  $(\Delta_{LCC})_i = 1.532 \mu\text{m}$  et  $(\Delta_{LCC})_i - \lambda_i/2 = 0.766 \mu\text{m}$  quand la tension d'accord appliquée commute respectivement entre  $V_{\lambda_i} = 4.5 \text{ V}$  et  $V_{\lambda_i/2} = 9.7 \text{ V}$  (Cf. figure 3.15).

La figure 3.22 illustre la variation calculée de la FWHM en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs du nombre  $M$  d'étages annulés. Quand la tension  $V_{\lambda_i}$  est appliquée au huit LCC, leurs OPD sont égales à  $\Delta_{LCC} = (\Delta_{LCC})_i$ . Alors, les HOPDs des huit étages hybrides sont conformément à l'équation (3.50) égales à  $\Delta = (1+2k) \cdot \lambda_i/2$  où  $k$  est un entier. Par conséquent, ces étages hybrides sont demi-ondes à  $\lambda_i$  et aucun d'entre eux n'est annulé optiquement par rapport à la longueur d'onde centrale  $\lambda_i$  ( $M = 0$ ). Le résultat est équivalent à la transmittance d'un filtre Šolc alterné classique à 10 étages avec une FWHM de 2.6 nm (ligne continue sur la figure 3.22). Si la tension  $V_{\lambda_i/2}$  est appliqué à ces huit LCC, leurs OPDs sont égales à  $\Delta_{LCC} = (\Delta_{LCC})_i - \lambda_i/2$ . Les HOPDs des huit étages hybrides sont telles que  $\Delta = 2 \cdot k \cdot \lambda_i$  où  $k$  est un entier. Cela signifie que les huit étages hybrides deviennent ondes à  $\lambda_i$  et sont optiquement annulés par rapport à  $\lambda_i$  ( $M = 8$ ). La structure résultante

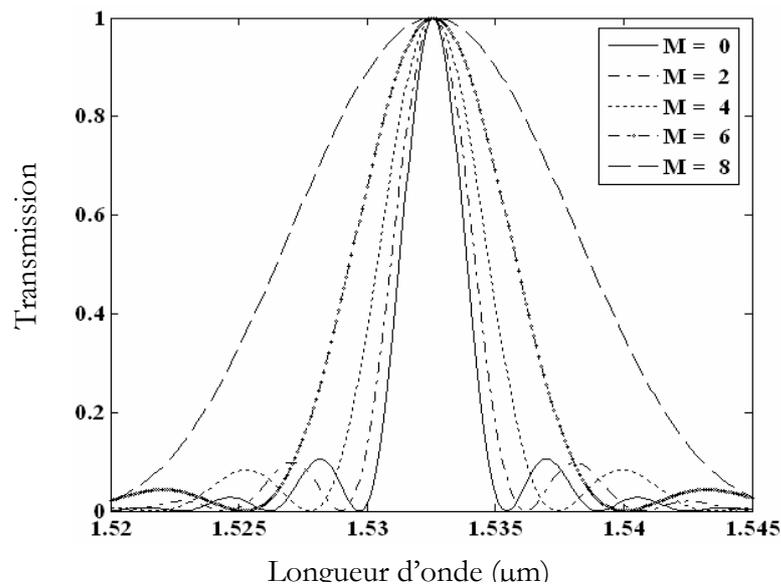


Figure 3. 22 : Variation de la FWHM en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs du nombre d'étages  $M$  annulés optiquement. Cas des polariseurs croisés. La longueur d'onde centrale est  $\lambda_i = 1.532 \mu\text{m}$ .

est équivalente à un filtre Šolc alterné à deux étages. La FWHM correspondante est par conséquent élargie à son maximum et est égale à 11.8 nm (ligne en pointillée sur la figure 3.22). Maintenant, si nous voulons avoir des valeurs intermédiaires pour la bande passante à mi-hauteur, nous pouvons annuler optiquement 2, 4 et 6 étages hybrides ce qui donne respectivement une FWHM de 3.2, 4.2 et 6.4 nm (Cf. figure 3.22).

Par ailleurs, quand les deux polariseurs sont parallèles entre eux, nous pouvons analyser le comportement de cette structure à la longueur d'onde  $\lambda_1 = 1.549 \mu\text{m}$ . La variation de la FWHM autour de cette longueur d'onde pour différentes valeurs du nombre M est illustrée sur la figure 3.23. Les réponses en transmission présentent un profil relativement « flat top ».

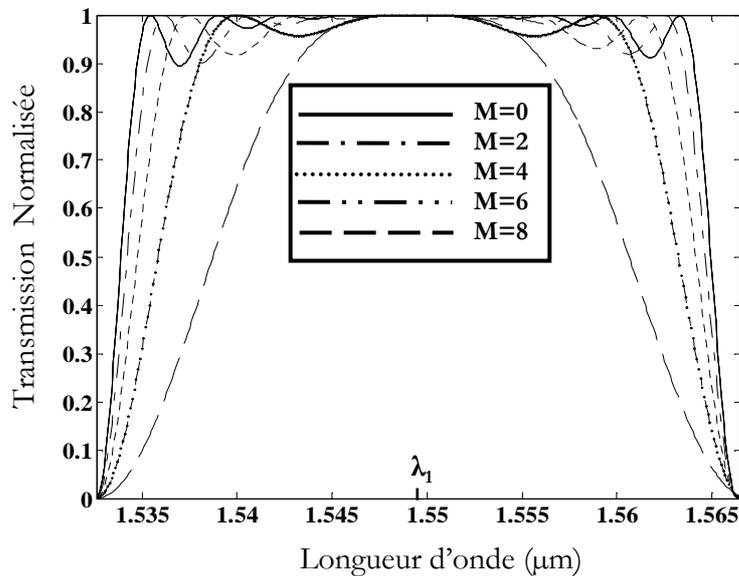


Figure 3. 23 : Variation de la FWHM en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs du nombre d'étages M annulés optiquement. Cas des polariseurs parallèles. La longueur d'onde centrale est  $\lambda_1 = 1.549 \mu\text{m}$

Sur les figures 3.24 et 3.25, nous faisons une comparaison entre la technique proposée ici pour accorder la bande passante à mi-hauteur et les résultats concernant les configurations équivalentes de Šolc classiques avec un nombre d'étages variable (voir Eq. 3.52). La configuration de Šolc permet d'avoir un bon compromis entre le nombre d'étages utilisés, le profil de la réponse et le contraste. Sur la figure 3.24, nous avons représenté l'évolution de la FWHM en fonction du nombre M qui varie de 0 à 8. Le nombre d'étages dans la configuration classique équivalente de Šolc est alors (N-M) et varie de 10 à 2. Comme nous pouvons le voir, la FWHM augmente au fur et à mesure que M augmente. À l'exception de la légère différence due au fait que les étages ne sont ondes qu'à  $\lambda_c$ , les deux courbes présentent une allure identique. La figure 3.25 montre que durant le processus de variation de M, le contraste demeure identique à celui correspondant au filtre de Šolc classique équivalent avec respectivement 10, 8, 6, 4 et 2 lames biréfringentes. Par ailleurs, comme le nombre d'étage biréfringent ne change pas physiquement durant le processus d'accordabilité de la FWHM, les pertes d'insertion demeurent constantes et correspondent à celles de la structure avec l'empilement de N lames biréfringentes.

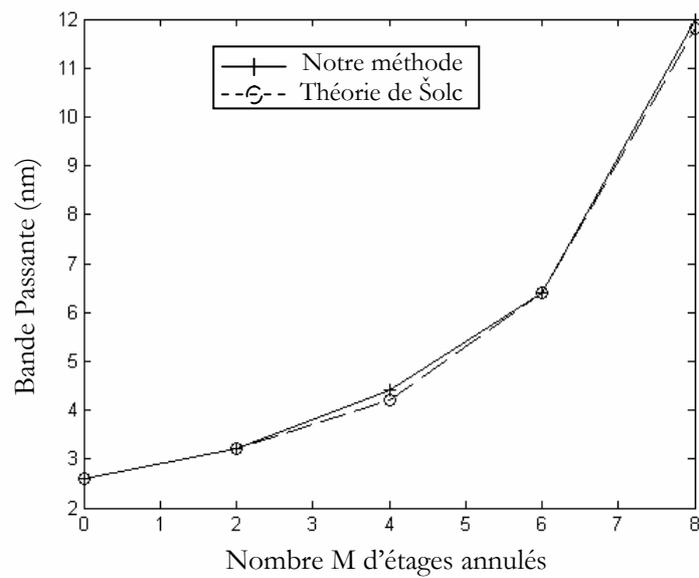


Figure 3. 24 : Evolution de la FWHM en fonction du nombre M qui varie de 0 à 8. Le nombre d'étages dans la configuration de Šolc classique équivalente varie alors de 10 à 2. La longueur d'onde centrale est  $\lambda_i = 1.532 \mu\text{m}$

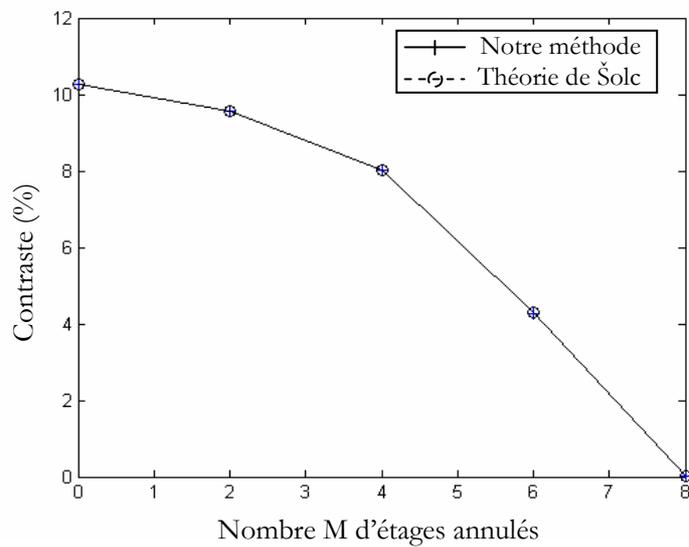


Figure 3. 25 : Evolution du contraste en % du maximum de la transmission du filtre pour différentes valeurs du nombre d'étages M annulés optiquement comparé à celui de la configuration de Šolc classique équivalente. La longueur d'onde centrale est  $\lambda_i = 1.532 \mu\text{m}$ .

### 3.4 Accordabilité de la bande passante des filtres de Šolc et Lyot par variation de la biréfringence

#### 3.4.1 Introduction

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser à l'accordabilité de la bande passante d'un filtre de type Lyot à cristaux liquides autour d'une longueur d'onde particulière  $\lambda_i$ . Les lames du filtre ne sont plus hybrides mais toutes des cellules à cristaux liquides épaisses dont la biréfringence varie avec la tension appliquée. Cette technique s'applique aux filtres de type Lyot, Šolc ou n'importe quelle autre structure biréfringente.

La figure 3.26 illustre le schéma du filtre de Lyot utilisé dans la simulation. C'est un filtre de Lyot à trois étages. Afin de respecter la condition sur les épaisseurs pour de tels filtres, le deuxième étage est composé de deux cellules à cristaux liquides, alors que le troisième en compte quatre. Les cellules sont toutes identiques.

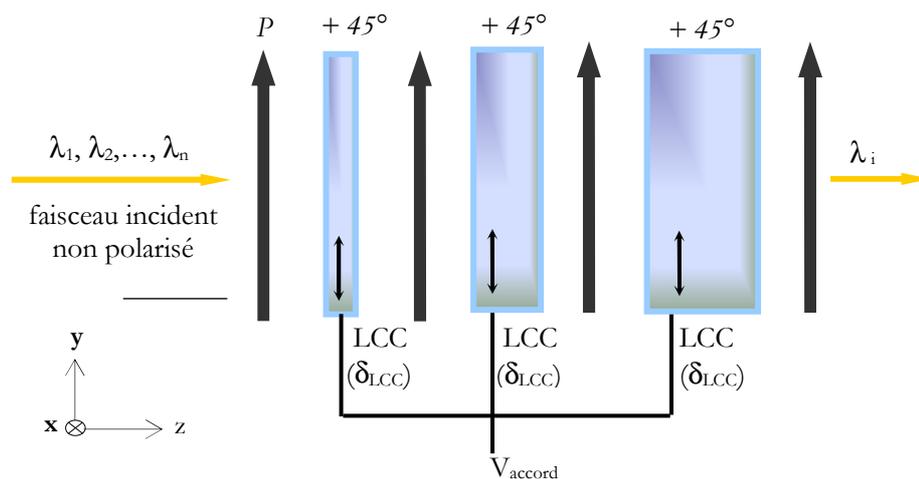


Figure 3. 26 : Structure du filtre de Lyot à base de cellules à cristaux liquides épaisses. LCC: Cellule à Cristaux Liquides,  $V_{\text{accord}}$ : tension d'accord

#### 3.4.2 Principe de fonctionnement

Il s'agit de produire une modulation de la bande passante du filtre Lyot donnée par

$$\text{FWHM} \approx \frac{\lambda^2}{2^N e \cdot \delta_{\text{LCC}}} \quad (3. 60)$$

par variation de la biréfringence  $\delta_{\text{LCC}}$  de ces lames à cristaux liquides en fonction de la tension d'accord  $V_{\text{accord}}$ .  $N$  est le nombre d'étages du filtre. On sait que dans un Lyot, les lames sont ondes avec  $e \cdot \delta_{\text{LCC}} = k \cdot \lambda_i$  ( $k$  entier). Si  $\delta_{\text{LCC}} = (\delta_{\text{LCC}})_{\text{min}}$  pour une tension d'accord  $V = V_{\text{max}}$ , alors  $e \cdot (\delta_{\text{LCC}})_{\text{min}} = k_{\text{min}} \cdot \lambda_i$ .

Puisque les cellules à cristaux liquides constituant les étages ont toutes la même épaisseur, alors  $e/\lambda_i = k_{\min} / (\delta_{LCC})_{\min} = \text{Cte}$  avec  $\lambda_i$  la longueur d'onde centrale autour de laquelle sera effectuée la variation de la FWHM. La bande passante correspondante est maximale et est

$$(\text{FWHM})_{\max} \approx \frac{\lambda_i^2}{2^N e \cdot (\delta_{LCC})_{\min}} \quad (3.61)$$

- Si  $\delta_{LCC} = (\delta_{LCC})_n = n \cdot (\delta_{LCC})_{\min}$  avec  $n=2,3,4,\dots$  pour des tensions  $V_n < V_{\max}$ , alors il existe toujours un ordre entier  $k_n = n \cdot k_{\min}$  qui vérifie la relation  $e/\lambda_i = \text{Cte}$ . La réponse du filtre est par conséquent centrée autour de  $\lambda_i$ . La bande passante correspondante pour chaque tension d'accord  $V_n$  est

$$(\text{FWHM})_n \approx \frac{\lambda_i^2}{2^N e \cdot n \cdot (\delta_{LCC})_{\min}} \quad (3.62)$$

Ceci nous conduit à conclure que

$$(\text{FWHM})_n = \frac{(\text{FWHM})_{\max}}{n} \quad (3.63)$$

Donc, pour des tensions d'accord  $V_n < V_{\max}$ , les bandes passantes autour de  $\lambda_i$  vont en diminuant.

En ce qui concerne l'intervalle spectrale libre (FSR), il est donné par :

$$\text{FSR} \approx \frac{\lambda_i^2}{e \cdot \delta_{LCC}} \quad (3.64)$$

Le FSR ne dépend pas du nombre d'étages mais varie avec  $\delta_{LCC}$ . Comme  $\delta_{LCC}$  prend des valeurs multiples de  $(\delta_{LCC})_{\min}$ , alors

$$(\text{FSR})_n = \frac{(\text{FSR})_{\max}}{n} \quad (3.65)$$

$$\text{où } (\text{FSR})_{\max} \approx \frac{\lambda_i^2}{e \cdot (\delta_{LCC})_{\min}} \quad (3.66)$$

Comme la variation de  $\delta_{LCC}$  n'est pas continue mais discrète multiple de  $(\delta_{LCC})_{\min}$ ; le choix de l'ordre  $k$  de travail importe peu. Le  $(\text{FSR})_{\min}$  comparé à la bande passante  $(\text{FWHM})_{\max}$  renseigne sur le nombre de points à choisir comme dynamique de l'accordabilité de la bande passante autour de  $\lambda_i$ . En effet, par simple calcul on peut déduire que

$$(\text{FSR})_{\min} \approx \frac{2^{N+1}}{n} \cdot \frac{(\text{FWHM})_{\max}}{2} \quad (3.67)$$

On voit bien que si le nombre de points ( $n$ ) augmente, le  $(\text{FSR})_{\min}$  risque d'être contenu dans la plage d'accordabilité autour de  $\lambda_i$ , ce qui dégrade manifestement le contraste (Cf. figure 3.27 et 3.28). Donc,

la dynamique d'accordabilité (bandes passantes possibles par l'accordabilité ( $n$ )) doit être tel que  $n < 2N+1$ . Ceci en tenant compte bien sûr de la caractéristique de la biréfringence des LCC en fonction de la tension d'accord.

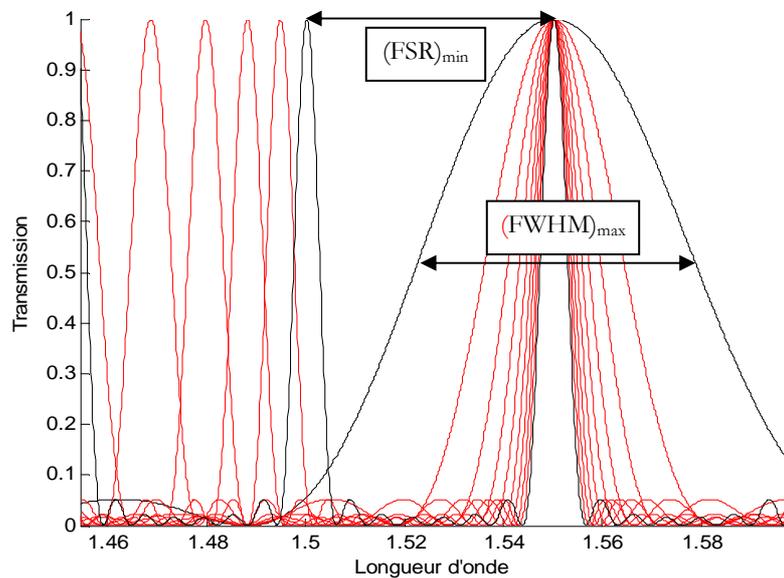


Figure 3. 27 : Rapport entre  $(FSR)_{min}$  et  $(FWHM)_{max}$  pour  $n=10$  points d'accordabilité et  $N=3$  étages ( $n < 2N+1$ ).

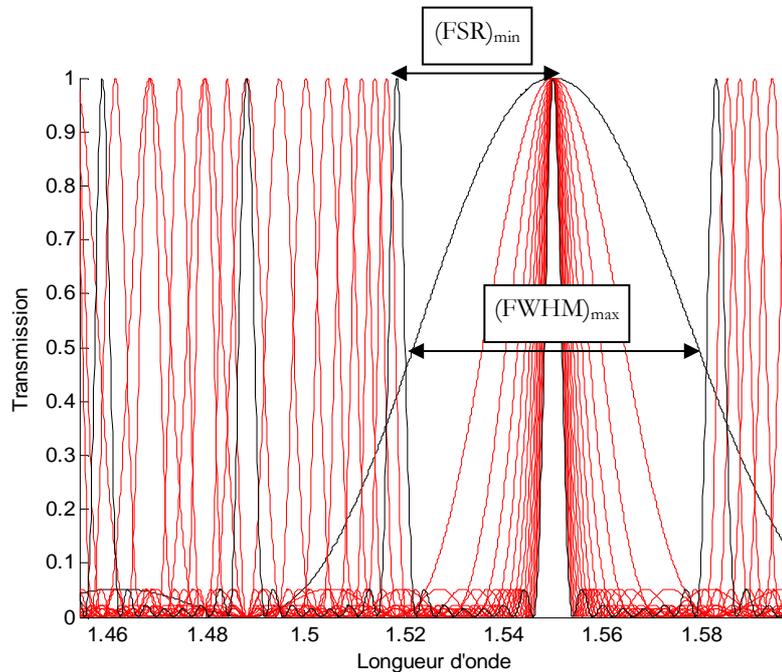


Figure 3. 28 : Rapport entre  $(FSR)_{min}$  et  $(FWHM)_{max}$  pour  $n=16$  points d'accordabilité et  $N=3$  étages ( $n = 2N+1$ ).

### 3.4.3 Exemple

Soit un filtre de Lyot à 3 étages. Le deuxième étage est composé de deux cellules à cristaux liquides, alors que le troisième en compte quatre. Les 7 cellules constituant ce filtre ont une biréfringence minimale  $(\delta_{LCC})_{\min} = 0.0225$  et une épaisseur géométrique identique telle que  $e = 206.7 \mu\text{m}$ .

Pour différentes tensions d'accord  $V_n$  et par conséquent différentes biréfringence des lames à cristaux liquides  $(\delta_{LCC})_n = n \cdot (\delta_{LCC})_{\min}$  avec  $n = 1, 2, 3, \dots$  (Cf. figure 3.29), la bande passante correspondante varie de 50 nm à 5 nm (Cf. figure 3.30).

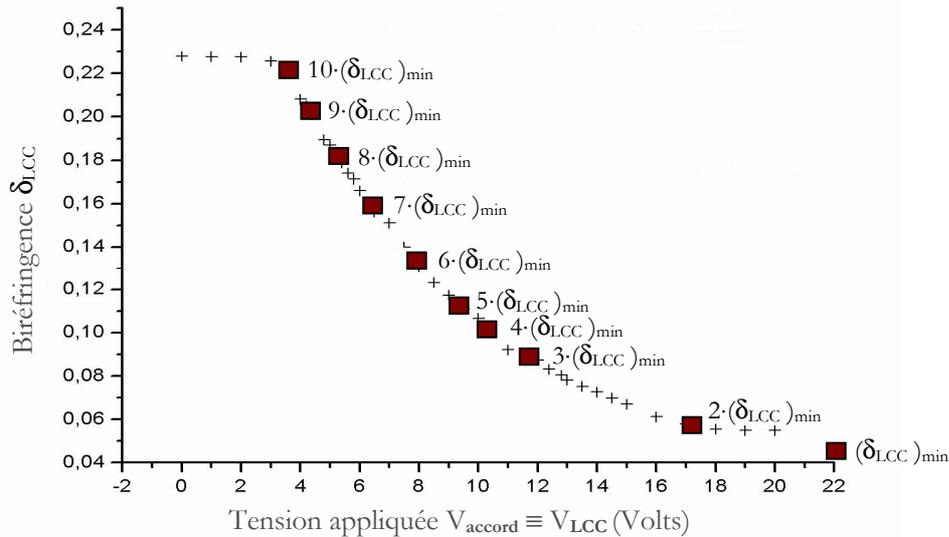


Figure 3. 29 : Variation de la biréfringence des cellules à cristaux liquides (LCC) en fonction de la tension d'accord. La biréfringence maximum des LCC est de 0.225.

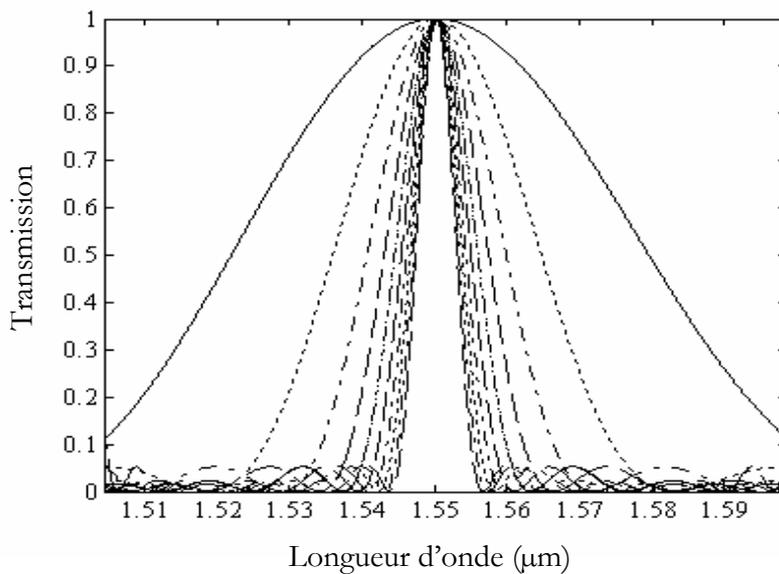


Figure 3. 30 : Variation de la FWHM en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la biréfringence des cellules à cristaux liquides variant de  $(\delta_{LCC})_{\min}$  à  $10 \cdot (\delta_{LCC})_{\min}$ . La longueur d'onde centrale est  $\lambda_i = 1.532 \mu\text{m}$ .

La figure 3.31-a montre la configuration expérimentale dédiée à l'accordabilité de la bande passante d'un filtre de Lyot constitué de deux étages à base de cellules à cristaux liquides épais ( $\delta_{LCC} = 0.2$ ) dont l'épaisseur géométrique est  $e = 125 \mu\text{m}$ . Le deuxième étage est constitué de deux cellules pour garantir une épaisseur optique double de celle du premier étage. La figure 3.31-b illustre le résultat expérimental préliminaire de cette accordabilité. Au fur et à mesure que la tension d'accord augmente, la biréfringence des LCC diminue, et par conséquent la bande passante du filtre augmente.

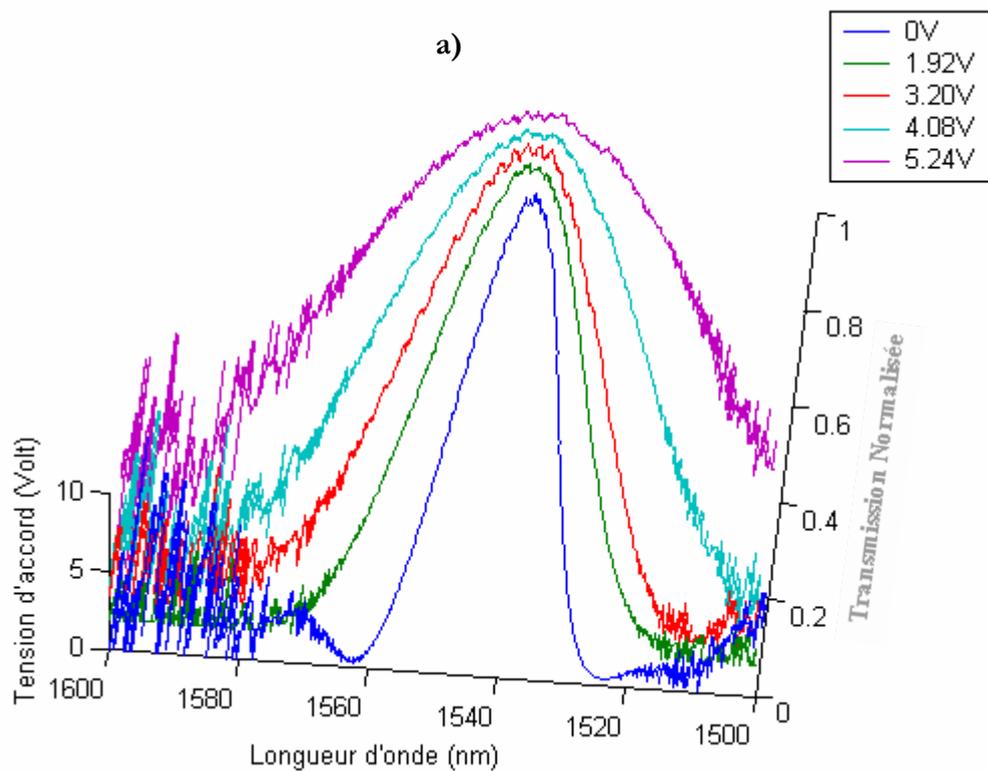
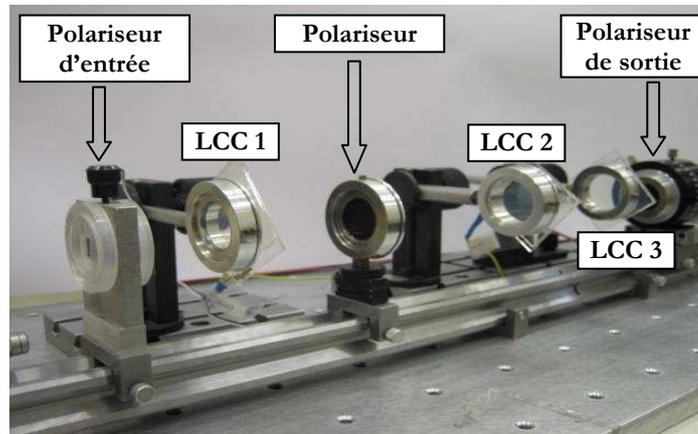


Figure 3. 31 : a) Montage expérimental pour l'accordabilité de la FWHM en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la tension appliquée aux cellules à cristaux liquides épais. La longueur d'onde centrale est  $\lambda_i = 1543.6 \text{ nm}$ . b) Résultat expérimental préliminaire de cette accordabilité.

## **Conclusion du chapitre 3**

Dans ce chapitre, nous avons présenté la technique de caractérisation des cellules à cristaux liquides ainsi que les résultats de mesures de biréfringence des différents types de cellules utilisées dans nos expérimentations. Ensuite, nous avons exposé la technique de l'annulation optique utilisée pour accorder la bande passante d'un filtre de Šolc hybride à cristaux liquides. Néanmoins, la question de la réorientation des lames de ce filtre se pose à chaque reconfiguration. La solution que nous avons envisagée pour surmonter cette contrainte réside dans l'utilisation de lames biréfringentes avec électrodes coplanaires. L'orientation des lignes neutres de ces lames est contrôlée électro-optiquement (Cf. figure 3.21). Par ailleurs, nous avons montré qu'il est possible de moduler la bande passante des filtres optiques non hybrides constitués de cellules à cristaux liquides épaisses par variation de la biréfringence de ces cellules.

Ces travaux de recherche, qui constituent des briques de base, ont débouché sur la conception de nouveaux dispositifs qui font l'objet du quatrième et dernier chapitre de ce manuscrit.

### **Bibliographie du chapitre 3**

- [53] M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics" Pergamon Press, 6<sup>th</sup> edition, chap. 7, pp. 257-259, 1980.
- [54] M. Born and E. Wolf, "Principles of Optics" Pergamon Press, 6<sup>th</sup> edition, chap. 14, pp. 695-696, 1980.
- [55] S.-T Wu, U. Efron, and L. D. Hess, "Birefringence measurements of liquid crystals," *Applied optics*, vol. 23, no. 21, pp. 3911-3915, 1984.
- [56] S.-T Wu, "Absorption measurements of liquid crystals in the ultraviolet, visible, and infrared," *J. of Applied Physics*, vol. 84, n° 8, pp. 4462-4465, 1998.
- [57] S.-T Wu, "Infrared properties of nematic liquid crystals: an overview," *Optical Engineering*, vol. 26, n° 2, pp. 120-128, 1987.
- [58] U. Efron, S.-T Wu, J. Grinberg and L. D. Hess, "Liquid-crystal-based visible-to-infrared dynamic image converter," *Optical Engineering*, vol. 24, n° 1, pp. 111-118, 1985.
- [59] R. C. Sharp, D. P. Resler, D. S. Hobbs, and T. A. Dorschner, "Electrically tunable liquid-crystal wave plate in the infrared," *Optics Letters*, vol. 15, n° 1, pp. 87-89, 1990.
- [60] D. Sadot and E. Boimovich, "Tunable Optical Filters for Dense WDM Networks" *IEEE Commun. Mag.* Vol. 36, pp. 50-55, 1998.
- [61] K. Hirabayashi, and T. Kurokawa, "A tunable polarization-independent liquid-crystal Fabry-Perot interferometer filter", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 740-742, 1992.
- [62] 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, pp. 1098-1100, 2004.
- [63] B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, R. Hamdi, and M. Cheikh-bled, "Continuously tunable single-frequency fiber laser based on novel hybrid Solc filter" in *Photonic Materials, Proceeding of SPIE*, vol. 5840, pp. 774-780, 2005.
- [64] J.D. Downie, and A. Boh Ruffin, "Analysis of signal distortion and crosstalk penalties induced by optical filters in optical networks" *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, pp. 1876-1886, 2003.
- [65] K. Okamoto, M. Ishii, Y. Hibino and Y. Ohmori, "Fabrication of variable bandwidth filters using arrayed-waveguide gratings" *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 1592-1594, 1995.
- [66] Xinyong Dong, P. Shum, Xiufeng Yang, M.F. Lim and C.C. Chan, "Bandwidth-tunable filter and spacing-tunable comb filter with chirped-fiber Bragg gratings" *Opt. Commun.*, vol. 259, pp. 645-648, 2006.

- [67] J.L. Cruz, A. Diez, M.V. Andres, A. Segura, B. Ortega, L. Dong, “Fibre Bragg gratings tuned and chirped using magnetic fields” *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 235-236, 1997.
- [68] N.Q. Ngo, S.Y. Li, L.N. Binh and S.C. Tjin, “A phase-shifted linearly chirped fiber Bragg grating with tunable bandwidth” *Opt. Commun.*, vol. 260, pp. 438-442, 2006.
- [69] Kyoungsik Yu; Solgaard, O., “Tunable Optical Transversal Filters Based on a Gires–Tournois Interferometer With MEMS Phase Shifters” *J. of Selec. Top. in Quant. Elect.*, vol. 10, pp. 588-597, 2004.
- [70] E. Pawlowski, K. Takiguchi, M. Okuno, K. Sasayama, A. Himeno, K. Okamoto and Y. Ohmori, “Variable bandwidth and tunable centre frequency filter using transversal-form programmable optical filter” *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 113-114, 1996.
- [71] I. Šolc, “Birefringent chain filters,” *J. Opt. Soc. of Am.* , vol. 55, pp. 621-625, 1965.
- [72] A. Yariv and P. Yeh, “Optical waves in crystals propagation and control of laser radiation,” Wiley, New York, 1984.
- [73] J. Li and S. T. Wu, “Infrared refractive indices of liquid crystals” *J. of Appl. Phys.*, vol. 97, pp. 1-5, 2005.

# 4

*Faisabilité d'un WB et d'un  
commutateur optique accordables en  
longueurs d'onde*

## Sommaire du chapitre 4

### **Chapitre 4** *Faisabilité d'un WB et d'un commutateur optique accordables en longueurs d'onde*

<b>4.1 Conception d'un commutateur 1x2 reconfigurable en longueur d'onde à base de filtre de Šolc hybride à cristaux liquides .....</b>	<b>118</b>
4.1.1 Introduction .....	118
4.1.2 Structure et principe de fonctionnement .....	119
4.1.3 Résultats Expérimentaux.....	120
<b>4.2 Le filtre de Lyot hybride à cristaux liquides apodisé.....</b>	<b>121</b>
4.2.1 Description du mécanisme d'apodisation.....	121
4.2.2 Résultats expérimentaux.....	122
<b>4.3 Conception d'un bloqueur/Egaliseur de canaux optiques basé sur des filtres biréfringents à cristaux liquides.....</b>	<b>123</b>
4.3.1 Introduction .....	123
4.3.2 Principe de fonctionnement.....	124
4.3.2.1 Structure du dispositif.....	124
4.3.2.2 Calcul de Jones appliqué à la structure.....	125
4.3.2.3 Effets d'égalisation et de blocage de longueurs d'onde.....	127
4.3.3 Démonstration expérimentale de l'effet de blocage/égalisation .....	129
4.3.3.1 Choix des valeurs des paramètres opto-géométriques .....	129
4.3.3.2 Blocage, transmission et égalisation de longueur d'onde.....	131
4.3.4 Limitations et performances du WB.....	133
<b>Conclusion du chapitre 4.....</b>	<b>134</b>

Nous avons pu montrer dans le chapitre précédent le rôle des cellules à cristaux liquides, en tant qu'éléments actifs, dans la reconfiguration de la longueur d'onde centrale et de la bande passante à mi-hauteur des filtres biréfringents de type Šolc et Lyot. Ces fonctionnalités, qui constituent les briques de base, vont déboucher sur la conception de nouveaux dispositifs reconfigurables que nous allons présenter dans ce quatrième et dernier chapitre. Nous commençons par décrire une solution alternative pour la commutation optique. Il s'agit d'un commutateur optique 1x2 accordable en longueur d'onde basé sur un filtre de Šolc hybride à cristaux liquides. Nous aborderons ensuite la question de l'apodisation de la fonction de filtrage par la construction d'un filtre de type Lyot en vue d'avoir un contraste maximum par diminution des lobes secondaires. Enfin, nous montrons la faisabilité d'un bloqueur/égaliseur (Wavelength Blocker, WB/Channel Equalizer, CE) de longueurs d'onde basé sur l'empilement d'éléments biréfringents. La fonction de blocage/transmission et la fonction d'égalisation sont assurées par le composant actif dont la différence de marche optique varie entre deux valeurs particulières quand sa biréfringence est contrôlée électriquement.

## **4.1 Conception d'un commutateur 1x2 reconfigurable en longueur d'onde à base de filtre de Šolc hybride à cristaux liquides**

### **4.1.1 Introduction**

Différents types de commutateurs optiques trouvent leur application dans les réseaux WDM actuels [70-76]. La technologie MEMS est très attrayante du fait de sa haute densité d'intégration, du couplage fibre-fibre et de son excellent ratio de diaphotie. Cependant, cette technologie utilise des parties mécaniques mobiles lors de la commutation [70,71]. Des commutateurs optiques à base de cristaux liquides ont été aussi développés. La commutation se fait d'une façon électro-optique avec des tensions de commande faibles, sans parties mécaniques mobiles et une dissipation d'énergie et un coût de fabrication relativement faibles [72-74]. Néanmoins, les commutateurs optiques à base de cristaux liquides présentent un ratio de diaphotie élevé. D'autre part, un commutateur acousto-optique a également été développé [76]. La caractéristique principale de ce dispositif est sa capacité à gérer et à commuter indépendamment plusieurs canaux coexistants.

Nous présentons, dans ce qui suit, un commutateur optique 1x2 accordable en longueur d'onde basé sur un filtre de Šolc hybride à cristaux liquides. Le choix de ce type de filtre s'explique par le fait que les structures biréfringentes représentent un choix naturel pour les systèmes WDM en offrant une réponse spectrale périodique et en opérant en transmission. Le dispositif assure principalement deux fonctions :

- Il aiguille et route un sous-ensemble de canaux discrets WDM. Il s'agit de l'état direct (bar state).
- Les longueurs d'onde des canaux à router peuvent être accordées en faisant varier la tension appliquée aux cellules à cristaux liquides.

### 4.1.2 Structure et principe de fonctionnement

La structure du commutateur optique 1x2 est illustrée sur la figure 4.1. Ce commutateur est de type biréfringent avec un polariseur d'entrée orienté suivant l'axe Ox, un cube séparateur de polarisation (PBS, Polarization Beam Splitter) et un filtre de Šolc alterné hybride à cristaux liquides. La description du filtre de Šolc accordable a fait l'objet du paragraphe 3.3 [77-79].

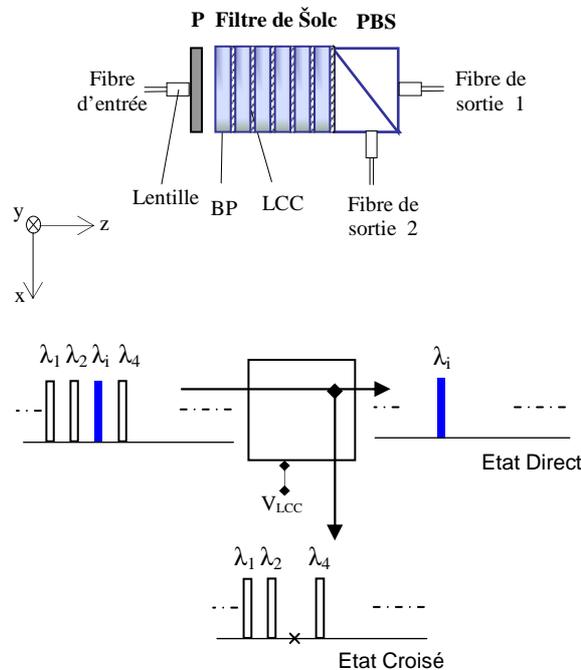


Figure 4.1 : Structure du commutateur en longueur d'onde 1x2 . BP: lame Biréfringente. LCC: Cellule à Cristaux Liquides. PBS: Cube Séparateur de Polarisation. P: Polariseur

Le cube séparateur de polarisation divise le faisceau lumineux émergent du filtre de Šolc en deux faisceaux perpendiculairement linéairement polarisés (suivant l'axe x et l'axe y). Le principe de fonctionnement du dispositif, à l'état direct ou croisé, est illustré sur la figure 4.1.

À l'état direct, une tension  $V_{\lambda_i}$  est appliquée à toutes les cellules à cristaux liquides. Chaque étage hybride agit comme une lame demi-onde à la longueur d'onde  $\lambda_i$ . Par conséquent, la structure de Šolc fait subir à cette vibration lumineuse, polarisée suivant l'axe x, qui la traverse un retard de  $(2k+1)\pi$ , où k est un entier. Le faisceau lumineux émergent est donc linéairement polarisé suivant l'axe y. Ce faisceau quitte la structure par la fibre de sortie 1 (état direct). D'autre part, la structure de Šolc fait subir au reste des canaux entrants, polarisés également suivant l'axe Ox, qui la traversent un retard tel que leur état de polarisation reste inchangé. Ces faisceaux lumineux quittent alors la structure par la fibre de sortie 2 (état croisé). Donc, la longueur d'onde  $\lambda_i$  a été aiguillée ou routée par le filtre hybride accordable suivi du cube séparateur de polarisation. Par ailleurs, en changeant la tension appliquée aux LCC, nous pouvons changer et choisir une autre longueur d'onde à aiguiller et ce sur toute la plage d'accord disponible donnée par l'équation. (3.55)

### 4.1.3 Résultats Expérimentaux

Nous allons montrer dans ce qui suit la faisabilité expérimentale du commutateur optique 1x2. Les tests ont été réalisés en utilisant un filtre de Šolc hybride à cristaux liquides à 4 étages. Chaque lame en calcite a une biréfringence de 0.156 (à  $\lambda=1.550 \mu\text{m}$ ) et une épaisseur géométrique de  $4496 \mu\text{m}$ . Elle est couplée à une cellule à cristaux liquides d'épaisseur  $7.5 \mu\text{m}$  dont l'OPD varie de  $1.725$  à  $0.412 \mu\text{m}$  quand la valeur crête à crête de la tension appliquée augmente de  $0$  à  $20 \text{ V}$  (Cf. figure 3.15) [78]. Des films minces en Indium-Tin-Oxide (ITO) sont utilisés comme électrodes transparentes. La caractérisation optique a été réalisée en exploitant l'émission spontanée amplifiée (ASE) d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium comme source large bande continue. La réponse spectrale en sortie a été visualisée sur l'écran d'un analyseur de spectre optique (OSA). Les fonctions de transmission correspondant à l'état direct et l'état croisé sont gouvernées par l'équation. (3.48) et sont représentées en mode logarithmique sur la figure 4.2.

Si nous supposons que les exigences systèmes en matière de diaphotie entre canaux WDM imposées au commutateur sont de  $-16 \text{ dB}$ , alors la Séparation InterCanaux (ICS) peut facilement être identifiée sur la courbe de la transmission en fonction de la longueur d'onde en lisant les correspondances données par la ligne à  $-16 \text{ dB}$ . Le seuil de  $-16 \text{ dB}$  intercepte la courbe de transmission à l'état direct  $T_b$  aux longueurs d'onde  $\lambda_i \pm 22.9 \text{ nm}$  et coupe la courbe de transmission à l'état croisé  $T_c = (1 - T_b)$  aux longueurs d'onde  $\lambda_i \pm 1 \text{ nm}$ . L'ICS dépend de la forme de la réponse spectrale du filtre. Plus les lobes secondaires sont faibles, plus le nombre de canaux à traiter sera grand. Dans le contexte DWDM, il y a besoin de multiplexer un nombre important de canaux et utiliser au maximum la bande utile des amplificateurs optiques. Pour ce faire, il est nécessaire de trouver un moyen pour réduire les lobes secondaires et aplatir la bande passante afin de permettre à tous les canaux de passer sans chevauchement entre canaux voisins. Un des moyens possible est la synthèse de filtres biréfringents par réorientation des lames. Pour plus de détails sur cette question, il faut se référer au paragraphe 2.5.1.

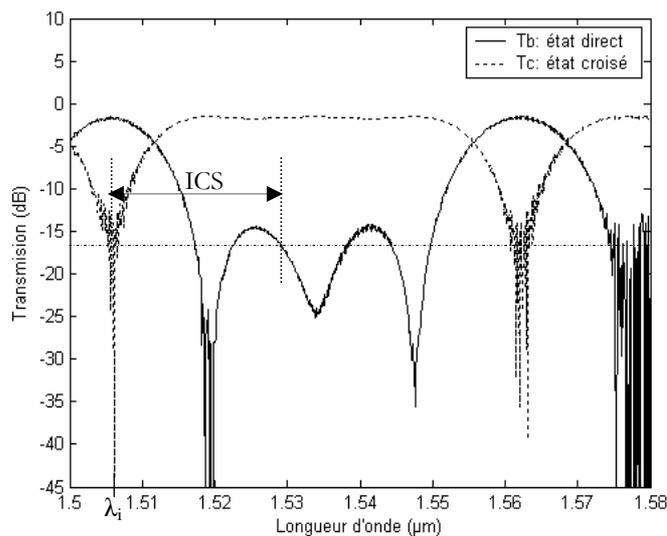


Figure 4.2 : Transmissions mesurées correspondant à l'état direct ( $T_b$ : ligne pleine) et à l'état croisé ( $T_c$ : ligne brisée).  
ICS: Séparation InterCanaux

Le temps de réponse pour la commutation entre deux canaux est relativement élevé ( $\sim 5$  à  $6$  ms). Il peut être réduit en appliquant aux cellules à cristaux liquides une pulsation de tension transitoire [80]. Les pertes d'insertion sont principalement dues aux pertes des lames biréfringentes (réflexion aux interfaces), du matériau des cellules à cristaux liquides (absorption et diffraction) et les pertes des électrodes transparentes. L'estimation de ce paramètre requière une optimisation des valeurs optogéométriques des éléments biréfringents et peut être considérablement réduit par un traitement antireflet (AR) des différentes interfaces.

## **4.2 Le filtre de Lyot hybride à cristaux liquides apodisé**

### **4.2.1 Description du mécanisme d'apodisation**

La modification de la structure d'un filtre Lyot en vue d'optimiser le contraste par minimisation des lobes secondaires (apodisation) est obtenue en insérant un élément supplémentaire biréfringent (Split-element) correspondant à l'élément le plus épais dans la structure (élément d'Evans) [81]. Dans le cas simple d'un Lyot à deux étages par exemple, l'élément le plus épais est divisé en deux moitiés. Chaque moitié est placée de part et d'autre de l'étage centrale appelé élément de contraste. Les deux moitiés peuvent être placées avec leurs axes optiques parallèles ou perpendiculaires. L'axe optique de l'élément de contraste est parallèle à l'axe de transmission du polariseur d'entrée. En général, ceci permet de réduire le nombre de polariseurs utilisés en gardant les mêmes caractéristiques spectrales que pour le filtre de Lyot équivalent [82]. D'une façon plus générale, dans la synthèse des filtres biréfringents par la méthode de la réponse impulsionnelle proposée par Harris par exemple [83], il découle un certain nombre d'ensembles équivalents contenant les différentes orientations des éléments biréfringents. Ces ensembles produisent la même réponse spectrale. Parmi ces solutions possibles, on peut remarquer que dans certaines d'entre elles, des éléments biréfringents d'égale épaisseur apparaissent avec les mêmes orientations. L'idée de regrouper ces éléments biréfringents en un seul élément avec la même orientation et une épaisseur égale à la somme de toutes les épaisseurs des éléments qu'il remplace est à la base de la méthode de synthèse dite « generalized split-element design » [84,85].

Dans ce qui suit, nous allons construire un filtre de Lyot apodisé à quatre étages formé par la mise en cascade des lames L1, L1, 2L1, 2L1 respectivement et où L1 représente la lame la plus mince (Cf. figure 4.3). Ce choix des étages découle des résultats de simulation donnant le plus faible contraste. Les cellules à cristaux liquides servent à corriger les erreurs éventuelles sur les épaisseurs des lames biréfringentes constituant le filtre.

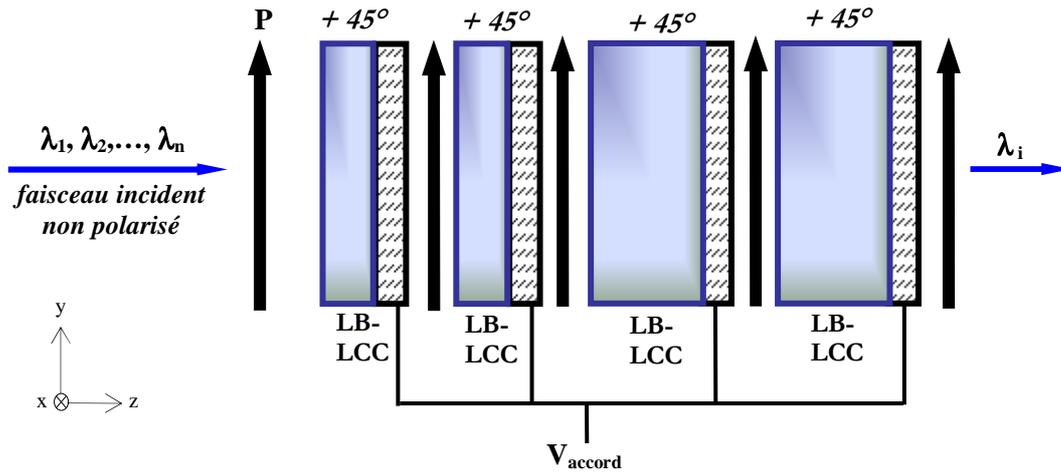


Figure 4. 3 : Structure du filtre de Lyot apodisé hybride à base de cellules à cristaux liquides. LCC: Cellule à Cristaux Liquides, LB: Lame Biréfringente,  $V_{\text{accord}}$ : Tension d'accord

#### 4.2.2 Résultats expérimentaux

La figure 4.4 illustre la réponse calculée et mesurée du filtre apodisé. Le contraste obtenu est de 0.55% (-22.6 dB) et atteint presque la valeur limite calculée.

La finalité de cette structure est de permettre, par exemple, l'accordabilité continue, sans saut de mode, d'un laser à fibre dopé à l'Erbium (EDFL). Ceci afin d'améliorer les résultats obtenus lors d'essais préliminaires [79].

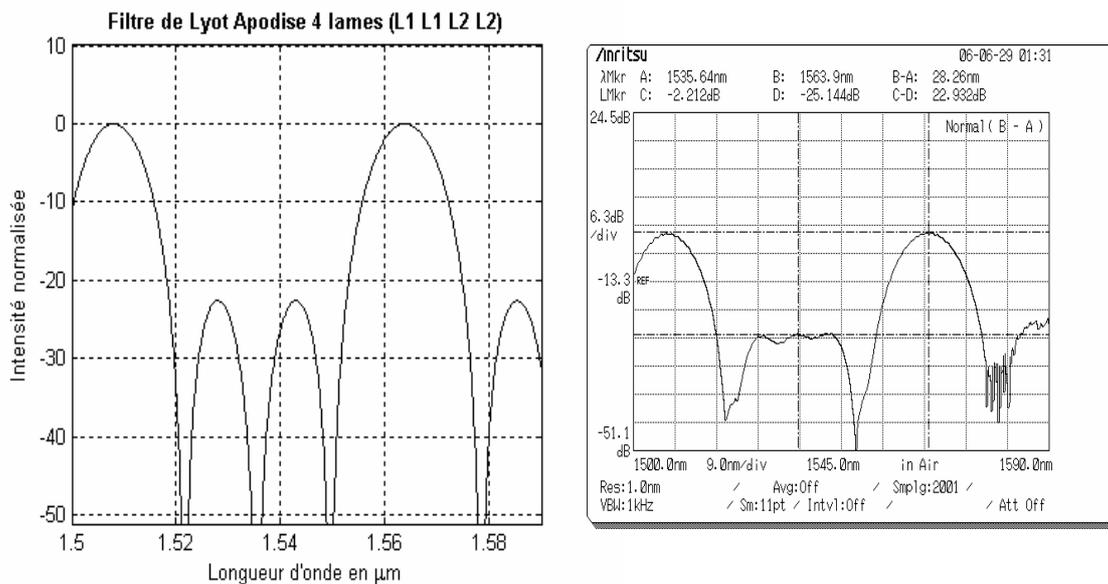


Figure 4.4 : Réponse calculée (à gauche) et mesurée (à droite) du filtre de Lyot apodisé à 4 étages (L1, L1, 2L1, 2L1).

## **4.3 Conception d'un bloqueur/Egaliseur de canaux optiques basé sur des filtres biréfringents à cristaux liquides**

### **4.3.1 Introduction**

Les tendances récentes au niveau de la couche de transport optique montrent une migration de la simple liaison DWDM point à point vers des architectures en anneaux. Cette évolution va du secteur réseau métropolitain au réseau très longue distance [89]. Par ailleurs, l'intérêt et le besoin en applications métró et accès s'accroissent de jour en jour. Ceci a favorisé la recherche de nouvelles solutions technologiques pour les composants et dispositifs réseaux qui présenteraient un coût nettement inférieur et des performances aussi exigeantes que leurs homologues utilisés en très longue distance. Le CWDM, en étant une application réseau métropolitain et d'accès, se prête bien pour répondre à de telles performances [90-91]. Aussi, afin de garantir un fonctionnement optimal de ces réseaux, en assurant notamment la prise en charge de l'augmentation constante du volume du trafic, ainsi que sa flexibilité, les différents acteurs des télécommunications sont amenés à exploiter toutes les ressources qu'offrent les réseaux optiques reconfigurables. Cette reconfigurabilité s'appuie sur la technologie WDM et les multiplexeurs à insertion/extraction en longueurs d'onde reconfigurables (ROADMs) [88].

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 [92]. 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 4.5). 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 [93]. 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 [94], soit à base de matériaux composites polymère-cristal liquide (PDLC) [95], soit des miroirs MEMS [96].

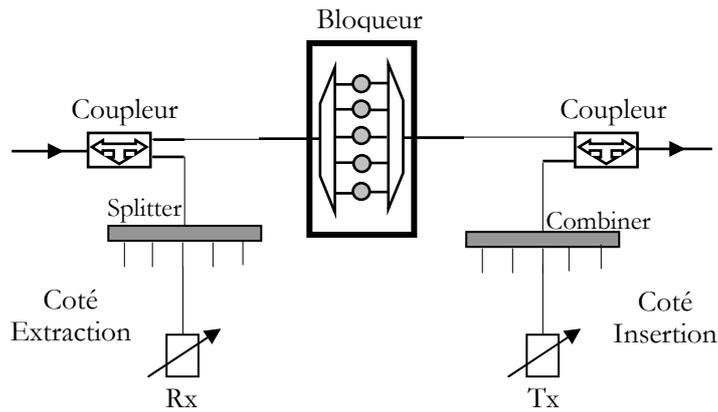


Figure 4.5 : Multiplexeur Optique à Insertion/Extraction Reconfigurable (ROADM) utilisant un Bloqueur de longueur d'onde dans une architecture Broadcast & Select.

Nous proposons dans ce cadre une solution technologique alternative 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.
- le fait que 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 que nous avons choisie pour réaliser le WB a été initialement proposée par Sharp et Birge et utilisée dans les dispositifs d'affichage [97]. 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  $\pm \varrho$  tel que  $\varrho = \pi/8N$ . 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  $\pm \varrho + 90^\circ$  après la LCC. Des détails supplémentaires concernant le principe de fonctionnement du dispositif de Sharp peuvent être trouvés dans la référence [98].

### 4.3.2 Principe de fonctionnement

#### 4.3.2.1 Structure du dispositif

Sur la figure 4.6-a 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.

Le dispositif dans sa deuxième version peut être rendu insensible à la polarisation si on substitue au polariseur d'entrée un ensemble constitué d'un cube séparateur de polarisation (Polarization Beam Splitter, PBS), d'un prisme et d'une lame demi-onde comme illustrée sur la figure 4.6-b. Le PBS décompose le faisceau de lumière non polarisé arrivant par la fibre d'entrée en deux faisceaux perpendiculaires et linéairement polarisés (suivant l'axe  $x$  et l'axe  $y$ ). Le rôle de la lame biréfringente demi-onde ( $\lambda/2$ ) est alors de donner au faisceau polarisé suivant l'axe  $Oy$  la traversant un retard de phase correspondant à  $(1+2k)\pi$  où  $k$  est un entier, de telle sorte que la vibration émergente soit polarisée suivant l'axe  $Ox$ .

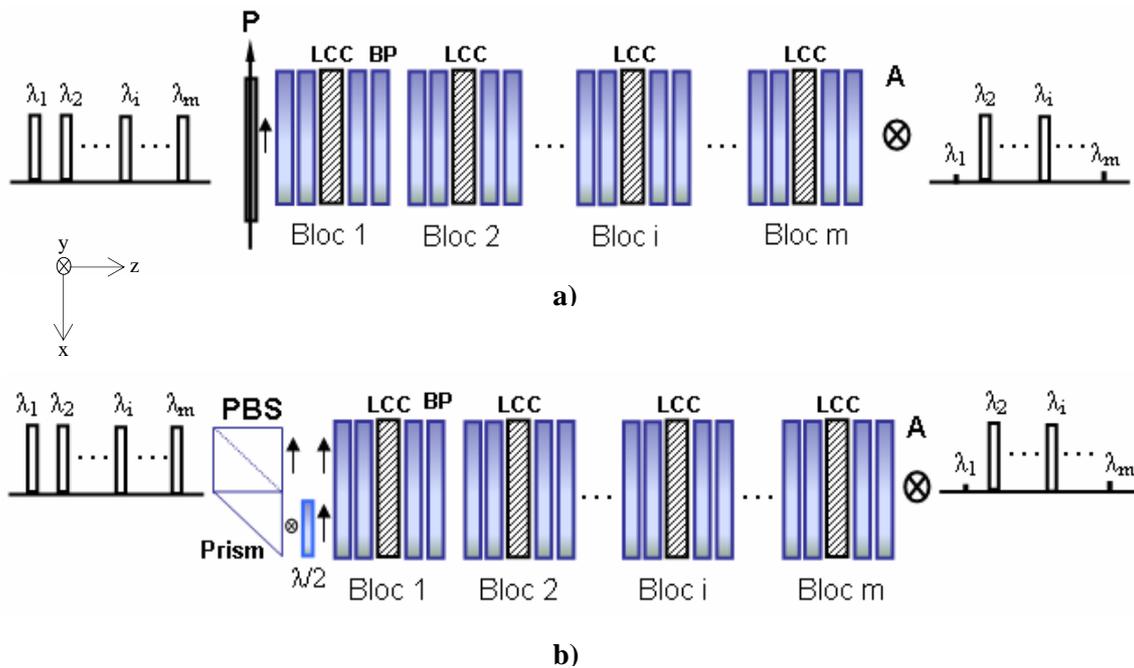


Figure 4. 6 : **(a)** Structure du Bloqueur de longueur d'onde (WB) à  $m$  canaux utilisant un polariseur d'entrée (P). **(b)** Version du WB insensible à la polarisation utilisant un cube séparateur de polarisation (PBS). BP: Lame Biréfringente, LCC: Cellule à cristaux liquides,  $\lambda/2$ : Lame demi-onde, A: Polariseur de sortie (Analyseur).

#### 4.3.2.2 Calcul de Jones appliqué à la structure

Il est utile de rappeler que l'empilement des lames biréfringentes pour concevoir des PIF a été longuement étudié [99-105]. Evans décrivait une méthode pour calculer la réponse de tels empilements en utilisant le formalisme de Jones [106] que nous avons décrit dans les paragraphes précédents. En se référant à la figure 4.6-a, 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,

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\mathbf{J}_k = \begin{bmatrix} e^{-j\varphi_k/2} & 0 \\ 0 & e^{j\varphi_k/2} \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

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

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

$$\mathbf{E}'_y = \mathbf{M}_{21} \cdot \mathbf{E}_x \quad (4.11)$$

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

$$\mathbf{T} = |\mathbf{M}_{21}|^2 \quad (4.12)$$

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.

#### 4.3.2.3 Effets d'égalisation et de blocage de longueurs d'onde

Afin de montrer le principe de fonctionnement et expliquer les effets d'égalisation et de blocage de longueurs d'onde, nous allons suivre, à travers une simulation, l'évolution de trois longueurs d'onde appartenant à la grille CWDM lorsqu'elles traversent une structure de WB constituée d'un seul bloc optimisé pour la longueur d'onde  $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$ .

En se référant à la figure 4.7, nous supposons que la transmission de la partie 1 du bloc est centrée sur la longueur d'onde  $\lambda_2$  (canal 2) et a des valeurs nulles à  $\lambda_1 = 1.51 \mu\text{m}$  et  $\lambda_3 = 1.59 \mu\text{m}$  (ne possède aucun lobe secondaire autour de  $\lambda_1$  et  $\lambda_3$ ). Cette exigence conduit à une orthogonalité de la polarisation entre la longueur d'onde  $\lambda_2$  et les deux autres longueurs d'onde.

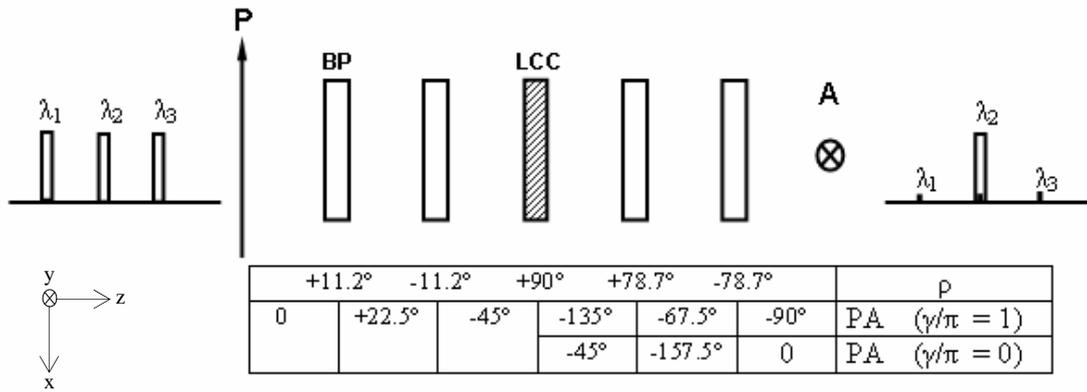


Figure 4. 7 : Structure d'un seul bloc montrant l'évolution de l'azimut de la polarisation de la longueur d'onde  $\lambda_2 = 1,55 \mu\text{m}$ .  $\rho$ : azimut des éléments biréfringents, PA: azimut de la polarisation de la longueur d'onde  $\lambda_2$ .

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  $\pm \rho = \pm 11.2^\circ$ , 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, quelque 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 4.8).

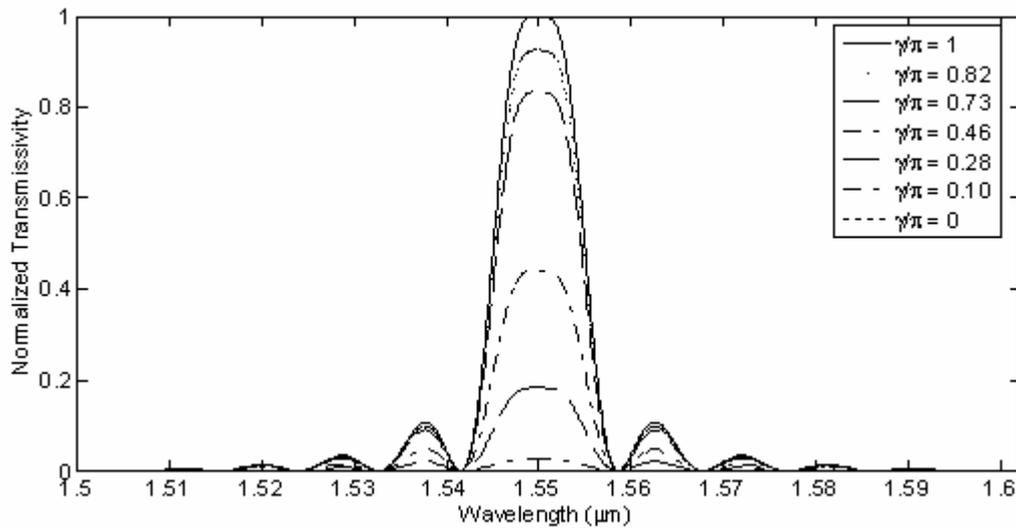


Figure 4. 8 : Réponse de transmission pour différentes valeurs du déphasage normalisé ( $\gamma/\pi$ ) introduit par la cellule à cristaux liquides.

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  $\lambda_3$ .

### 4.3.3 Démonstration expérimentale de l'effet de blocage/égalisation

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

Dans cette partie, nous allons montrer la faisabilité expérimentale d'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 § 4.3.2.3, 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.

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 le besoins de cette expérience, 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.

		Epaisseur ( $\mu\text{m}$ )	Biréfringence	Azimut
Polariseur d'entrée		-	-	$0^\circ$
Bloc ( $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$ )	BP <sub>1</sub>	8888	$88 \times 10^{-4}$ (Quartz)	$+22.5^\circ$
	LCC	7	0.1106 (état ON)	$+90^\circ$
			0 (état OFF)	
BP <sub>1</sub>	8888	$88 \times 10^{-4}$ (Quartz)	$-67.5^\circ$	
Polariseur de sortie		-	-	$90^\circ$

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

D'autre part, nous avons utilisé, pour le besoin de cette démonstration, les données expérimentales relatives à la cellule à cristaux liquides d'épaisseur 7  $\mu\text{m}$  que nous avons déjà caractérisée (Cf. § 3.2.7). La variation mesurée de son OPD pour différentes valeurs de la tension appliquée est illustrée sur la figure 4.9.

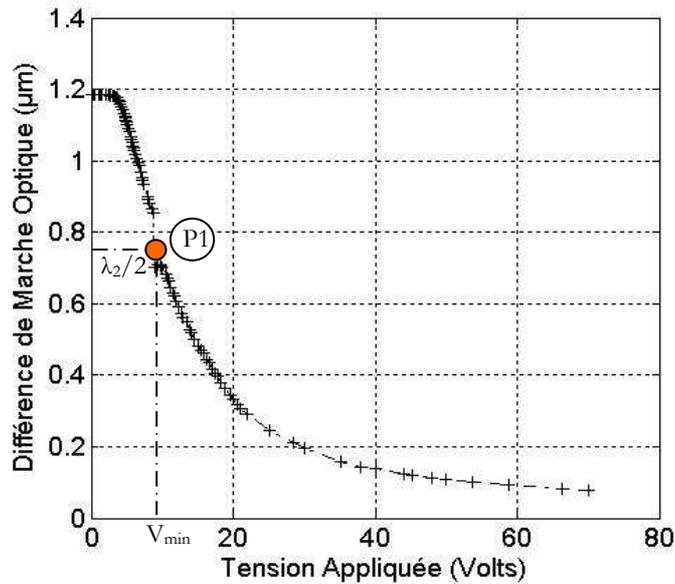


Figure 4.9 : Variation en fonction de la tension appliquée de la différence de marche optique (OPD) introduite par la cellule à cristaux liquides  
Point (P1): La LCC est accordée à l'état ON avec une OPD =  $\lambda_2/2$ .

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 4.9). 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  $V_{LCC} \gg V_{min}$ .

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

La figure 4.10 montre la la capacité de blocage/transmission de la longueur d'onde  $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$  quand la LCC est indépendamment commutée entre les états ON et OFF. Le mode blocage correspondant à l'état OFF ( $V_{LCC} = 42\text{V}$ ) 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 ( $V_{LCC} = 10\text{V}$ ), 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. 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 4.11 illustre cette capacité d'égalisation du WB pour la longueur d'onde  $\lambda_2$ .

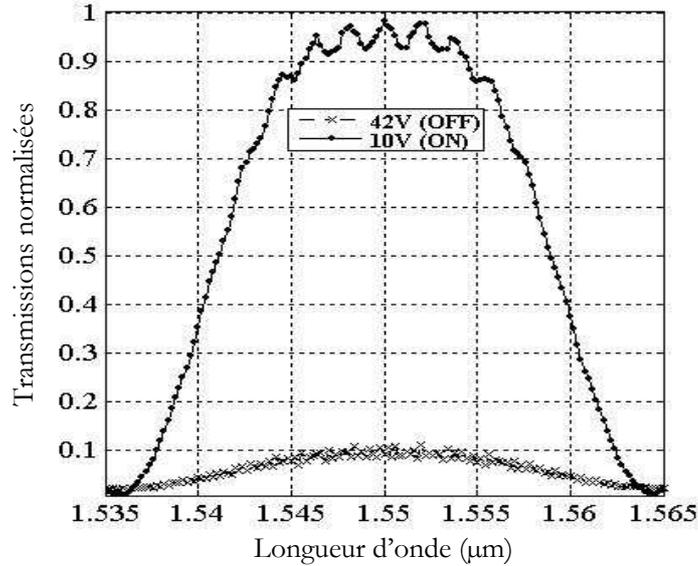


Figure 4. 10 : Réponses de transmission du WB lorsque la LCC est à l'état ON avec une OPD =  $\lambda_2/2$  et à l'état OFF avec une OPD = 0. La longueur d'onde  $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$  est transmise/bloquée respectivement.

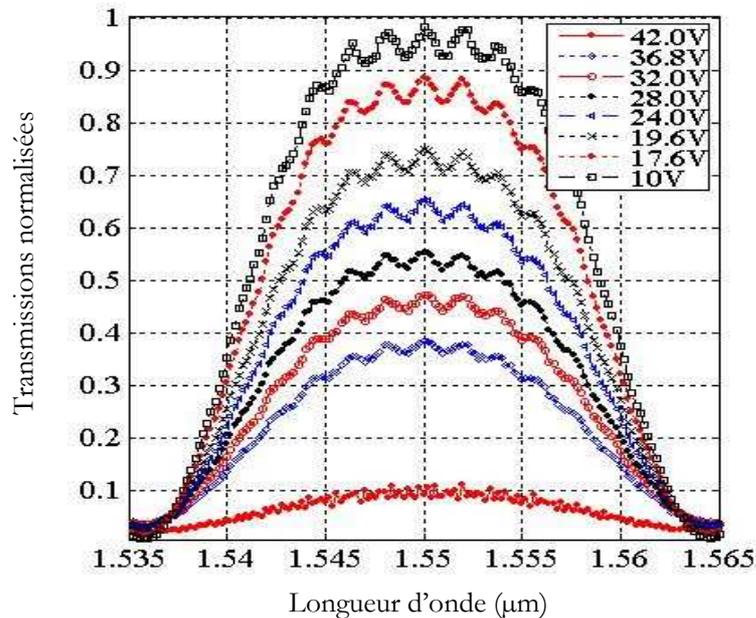


Figure 4. 11 : Réponse de transmission d'un WB quand la LCC est indépendamment accordées dans l'état ON et l'état OFF et dans des états intermédiaires, montrant les effets de blocage/transmission et d'égalisation.

Sur la figure 4.12 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  $V_{LCC} = 42V$ , le maximum de transmission est quasiment nulle correspondant au mode blocage du WB.

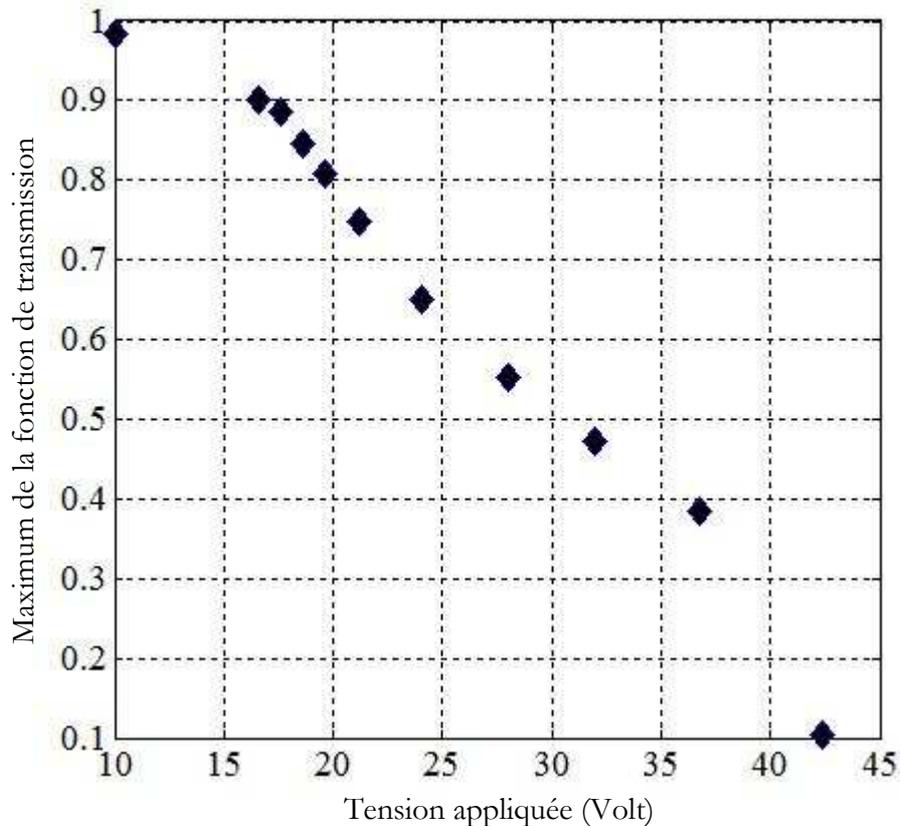


Figure 4. 12 : Evolution du maximum de la fonction de transmission du WB quand la tension appliquée à la LCC augmente de 10V (état ON) à 42V (état OFF) montrant les effets de blocage, de transmission et d'égalisation.

#### 4.3.4 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 4.5). 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 (Cf. § 2.5.1). 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 [107].

Cependant, 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 [108].

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.

## **Conclusion du chapitre 4**

Dans ce chapitre, nous avons montré que l'utilisation de la technologie des cristaux liquides comme moyen de reconfigurabilité représente une solution simple et pas chère. L'association des cellules à cristaux liquides avec les structures biréfringentes a permis de concevoir de nouveaux dispositifs reconfigurables. Nous avons alors testé la faisabilité d'un commutateur accordable en longueur d'onde 1x2 basé sur un filtre de Šolc hybride à cristaux liquides. Ensuite, nous avons construit un filtre de type Lyot apodisé en vue d'avoir un contraste maximum par diminution des lobes secondaires. La finalité de cette structure est de permettre, par exemple, l'accordabilité continue, sans saut de mode, d'un laser à fibre dopé à l'Erbium (EDFL). Enfin, nous avons montré la faisabilité d'un 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. Un test expérimental sur 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. D'autre part, la conception de WB dans lequel la courbe de transmission a des lobes secondaires faibles permet de réduire considérablement la diaphotie et garantit une grande isolation entre les canaux adjacents transmis. Les amplitudes faibles des lobes secondaires peuvent être obtenues par un choix judicieux des angles d'orientation des lames biréfringentes constituant le bloc. En ce qui concerne les pertes d'insertion du WB, elles sont principalement dues aux pertes des lames biréfringentes, les pertes du matériau constituant la cellule LCC et aux pertes des électrodes. Ces pertes augmentent lorsque le nombre de canaux à manipuler augmente. Une des

solutions pour les réduire consiste en un traitement antireflet des différentes interfaces. Une autre solution consisterait à transposer la conception du WB sur une structure optique intégrée ce qui permettrait éventuellement de surmonter les contraintes liées aux pertes d'insertion.

L'étude et la conception de WB traitant plusieurs canaux et répondant à un cahier de charge propre aux applications DWDM ou CWDM feront l'objet de travaux ultérieurs. Ces WB peuvent servir comme sous-systèmes dans des ROADMs en architecture broadcast and select et ce dans les deux environnements CWDM en optique massive et DWDM en optique intégrée. Aussi, ils peuvent constituer une brique de base pour réaliser d'autres fonctionnalités dans les réseaux optiques actuels.

## **Bibliographie du chapitre 4**

- [74] J. T. W. Yeow and Samer S. Abdallah, "Novel MEMS L-Switching Matrix Optical Cross-Connect Architecture: Design and Analysis—Optimal and Staircase-Switching Algorithms", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 23, no 10, pp. 2877-2892, 2005.
- [75] J. T. W. Yeow, K. L. E. Law, and A. Goldenberg, "MEMS Optical Switches", *IEEE Commun. Mag.*, vol. 39, no 11, pp. 158-163, 2001.
- [76] C. Vazquez, J. M. S. Pena, and A.L. Aranda, "Broadband 1x2 polymer optical fiber switches using nematic liquid crystals", *Opt. Commun.* vol. 224, pp. 57-62, 2003.
- [77] B. Apter and U. Efron, "Combine Grating/Gires-Tournois Resonator for Liquid Crystal Beam Switching"; *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol 24, no. 2, pp. 962-969, 2006.
- [78] Yohji Fujii, "Low-Crosstalk 2x2 Optical Switch Composed of Twisted Nematic Liquid Crystal Cells", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 6, pp. 715-718, 1993.
- [79] M. S. Borella, J. Jue, D. Banerjee, B. Ramamurthy, and B. Mukherjee, "Optical Components for WDM Lightwave Networks", *Proceed. of the IEEE.*, vol. 85, no. 8, pp. 1274-1307, 1997.
- [80] David A. Smith, and al., "Evolution of the Acousto-Optic Wavelength Routing Switch", *IEEE J. Lightwave Technol.* Vol. 14, no. 6, pp. 1005-1019, 1996.
- [81] A. Yariv and P. Yeh, "Optical Waves in Crystals", Wiley, New York, Chap. 5, pp. 135-151, 1984.
- [82] 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.
- [83] B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, R. Hamdi, and M. Cheikh-bled, "Continuously tunable single-frequency fiber laser based on novel hybrid Solc filter", in *Photonic Materials, Devices, and Applications*; Goncal Badenes, Derek Abbott, Ali Serpenguzel, Eds., SPIE, vol. 5840, pp. 774-780, 2005.
- [84] BA. Tan, A. Bakoba, N. Wolffer, B. Vinouze, and P. Gravey, "Improvement of response time of electrically addressed nematic liquid crystal blazed gratings", in *Optics in Computing*, R. A. Roger A. Lessard and T. Tigran Galstian, Eds. Bellingham, WA: SPIE, vol. 4089, pp. 208-2018, 2000.
- [85] J.W Evans, "The birefringent filter", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 39, pp. 229-242, 1949.
- [86] B. Lyot, "The birefringent filter and its application in solar physics", *Ann. Astrophys.*, vol. 7, pp. 31-36, 1944.
- [87] S. E. Harris et al., "Optical network synthesis using birefringent crystals", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 54, pp. 1267-1279, 1964.

- [88] W. J. Rosemberg et al. "Solc filter engineering", Proc. SPIE 307, pp. 106-111, 1981.
- [89] S. Saeed et al., " Multispectrum, spatially addressable polarization interference filter", J. Opt. Soc. Am, vol. 19, pp. 2301-2312, 2002.
- [90] Denis Gallant, "Optical Network Foundation for Triple Play Services Roll-out", in Proc. Optical Fiber Communication Conference (OFC'06), Washington, DC, 2006
- [91] D. Wang, Y. B. Shao, and Q. Shao, "Reconfigurable optical add/drop multiplexers (R-OADM): a key network element for the all-optical network," Optical Switching and Optical Interconnection II, Proc. of SPIE, vol. 4907, pp. 16-22, Sep. 2002.
- [92] Ryosuke Itoh, Tsuyoshi Konishi, and Kazuyoshi Itoh, "Arbitrary Wavelength- and TimeSelective Reconfigurable Optical Add/Drop Multiplexer (ROADM) Using a Time-Space Conversion and a MEMS Optical Switch », European Conference on Optical Communication (ECOC'06), Cannes, France, Sep. 2006.
- [93] I. Tomkos, M. Vasilyev, J.-K. Rhee, M. Mehendale, S. Tsuda, B. Szalabofka, and B. Hallock, "80×10.7 Gb/s ultralong-haul (4200 km) DWDM network with dynamic operation of broadcast & select reconfigurable OADM's," in Proc. Optical Fiber Communications Conference (OFC'02), Anaheim, CA, Mar. 17–22, 2002.
- [94] Yao Li, Christine L. Lee, Daoyi Wang, Lingzhi Li, Jing Li, Frank Wu, and Wei-shin Tsay, « Performance of an ultra-low loss, ultra compact, free-space packaging platform for CWDM applications », Digest of the LEOS Summer Topical Meeting, June 2004
- [95] Paulo T. Neves Jr., Fabiano Kuller, Hypolito J. Kalinowski, José L. Fabris and Alexandre A.P. Pohl, "Two-channel CWDM OADM Based on Large Bandwidth Fibre Bragg Gratings », in Proc. of the 8th International Conference on Transparent Optical Networks, Nottingham, United Kingdom, June 18-22, 2006
- [96] Alexandra Boskovic, Manish Sharma, Neo Antoniadis and Mirim Lee," Broadcast and Select OADM nodes Application and Performance Trade-offs", in Proc. Optical Fiber Communications Conference (OFC'02), Anaheim, CA, Mar. 17–22, 2002.
- [97] C.A. Al Sayeed et al, 'Performance Optimization of PLC-based ROADM Subsystem in Ring to-Ring Interconnection', IEEE International Conference on Communications, vol. 6, pp. 2764 – 2769, june 2006,.
- [98] J.-K. Rhee et al., "Variable passband optical add-drop multiplexer using wavelength selective switch", in The 27th European Conference on Optical Communication (ECOC'01), Amsterdam, 2001
- [99] T. Loukina et al., " Dynamic spectral equalizer using free-space dispersive optics combined with a polymer-dispersed liquid crystal spatial light attenuator", J. Lightwave Technol., vol. 21, no. 9, pp. 2067 - 2073, 2003.

- [100] Roland Ryf et al., "Wavelength Blocking Filter With Flexible Data Rates and Channel Spacing", *J. Lightwave Technol.*, vol. 23, no. 1, pp. 54 - 61, 2005.
- [101] G. D. Sharp and J. R. Birge, "Retarder Stack Technology for Color Manipulation," *SID99 Digest*, Vol. 30, pp. 1072-1076, 1999
- [102] S. Saeed et al., "Multispectrum, spatially addressable polarization interference filter", *J. Opt. Soc. Am*, vol. 19, n° 11, pp. 2301-2312, 2002
- [103] Dan-Ding Huang, Xing-Jie Yu, Ho-Chi Huang, and Hoi-Sing Kwok, » Design of polarizing color filters with double-liquid-crystal cells », *APPLIED OPTICS*, vol. 41, No. 22, pp. 4638-4644, 2002
- [104] A. Yariv, P. Yeh, "Optical Waves in Crystals, Wiley", New York, 1984.
- [105] B. Lyot, "The birefringent filter and its application in solar physics", *Ann. Astrophys.* vol. 7, pp.31-36, 1944
- [106] I. Šolc, "Birefringent chain filters", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 55, pp. 621-625, 1965
- [107] B.-E. Benkelfat, Y. Gottesman, R. Hamdi, and M. Cheikhbled, "Continuously tunable single-frequency fiber laser based on novel hybrid Šolc filter", in *Photonic Materials, Devices, and Applications; Proc. of SPIE*, vol. 5840, pp. 774-780, 2005.
- [108] 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.
- [109] Rachid Hamdi, Badr-Eddine Benkelfat, Qin Zou, Bruno Vinouze, and Malek Benslama, » A Novel 1x2 Wavelength Routing Switch based on a Tunable Hybrid Liquid-Crystal Šolc Filter", *Proc. of The International Conference on Photonics in Switching 2006*, pp. 102– 104, Greece, 16-18 oct. 2006
- [110] J. W. Evans, "Šolc birefringent filter," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 48, pp. 142-145, 1958
- [111] S. E. Harris, E. O. Ammann, and I. C. Chang, "Optical network synthesis using birefringent crystals. I. Synthesis of lossless network of equal-length crystals," *J. Opt. Soc. Am.*, vol 54, n°10, pp. 1267–1279, 1964
- [112] R. H. Chu and G. Town, "Birefringent filter synthesis by use of a digital filter design algorithm," *Applied Optics*, Vol. 41, n°17, 2002

## Conclusion générale

L'évolution des réseaux WDM boostée par l'augmentation du nombre d'utilisateurs et la multiplication des formats de données demande plus de souplesse qu'une simple liaison de transmission entre deux points. Les réseaux sont devenus de plus en plus hiérarchisés avec une topologie maillée et il y a lieu de mettre des nœuds de routage à l'intersection des différents secteurs de réseaux. Les ROADMs 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). La quasi majorité des WB sont implémentés en technologie optique espace libre utilisant un modulateur spatial de lumière et un module de séparation spatiale de longueurs d'onde constitué en général d'un réseau de diffraction. La fonction de filtrage est un élément clé qui caractérise tout sous-système WB. Les contraintes imposées à cette fonction de filtrage sont d'autant plus fortes que les WB sont conçus pour répondre à certaines spécificités propres aux réseaux WDM. Evidemment, la complexité de la conception de tels dispositifs se répercute directement sur leur coût de fabrication. Par conséquent, concevoir un WB contenant moins de modules et implémentés dans une technologie simple et moins chère est un objectif plus que souhaitable.

C'est dans ce contexte que s'inscrivent les travaux de recherche réalisés dans le cadre de cette thèse. Nous avons choisi une solution technologique alternative basée sur des filtres optiques biréfringents utilisant des cellules à cristaux liquides comme éléments dynamiques pour la reconfiguration. Ce choix s'explique par le fait que cette technologie est simple et mature, et les tensions de commande mises en jeu sont relativement faibles (quelques Volts). Telecom Bretagne, notre partenaire au sein de l'Institut TELECOM dispose de l'ensemble de la filière technologique sur les cristaux liquides. Des essais expérimentaux pour montrer la faisabilité d'un WB et d'un commutateur optique ont été alors effectués au sein de notre laboratoire. Les paragraphes qui suivent sont consacrés aux travaux qui ont conduit à la conception de tels dispositifs.

Dans un premier temps, nous avons situé le contexte dans lequel s'inscrivent ces travaux de recherche. L'état actuel et prévisionnel du marché des télécommunications optiques, l'état de l'art des systèmes ROADMs et la position des différents acteurs des télécommunications relative au choix de tels systèmes sont autant de sujets que nous avons choisis d'étudier. La conclusion qui a pu être dégagée est que

- les ROADMs représentent la solution adéquate pour relever le défi auquel ces acteurs sont confrontés,
- les ROADMs à base de WB continuent à être utilisés dans les réseaux longue distance.
- le coût de ces dispositifs reste relativement élevé.

Dans le but de réduire ce dernier, nous avons choisi de concevoir un WB et un commutateur optique avec une technologie intégrant des structures de filtres biréfringents associés à des cellules à cristaux liquides dédiées à la reconfiguration. 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 à ***gabarit prédéfini*** avec, par exemple, une "allure plate" dans la bande transmise et des valeurs de contraste préalablement fixées.

La technique de caractérisation des cellules à cristaux liquides ainsi que les résultats de mesures de leur biréfringence ont fait l'objet du chapitre 3. Nous y avons également exposé une nouvelle technique permettant de reconfigurer la bande passante, autour d'une longueur d'onde particulière, d'un filtre de *Šolc* hybride à cristaux liquides. Cette reconfiguration est réalisée par «***annulation optique***» d'un certain nombre d'étages de la structure. Nous avons montré que pour un filtre à 10 étages, la bande passante peut varier de 2,6 à 11,8 nm (Cf. figure 3.22). Néanmoins, la question de la réorientation des lames de ce filtre se pose à chaque reconfiguration. La solution que nous avons envisagée pour surmonter cette contrainte réside dans l'utilisation de lames biréfringentes avec électrodes coplanaires. L'orientation des lignes neutres de ces lames est contrôlée électro-optiquement (Cf. figure 3.21). Par ailleurs, nous avons montré qu'il est possible de moduler la bande passante de telles structures par simple variation de la biréfringence des étages qui doivent être dans cas composés uniquement de cellules à cristaux liquides épaisses. Un filtre de *Lyot* à 2 étages a pu alors être construit. Le deuxième étage de ce filtre est constitué de deux cellules pour garantir une épaisseur optique double de celle du premier. Chacune de ces cellules épaisses a une biréfringence minimale (à tension maximale) de 0.02 et une épaisseur géométrique de 125  $\mu\text{m}$ . Pour différentes tensions d'accord variant de 0 V à 5.24 V, nous avons pu reconfigurer la bande passante de 17 nm à 66 nm (Cf. figure 3.31).

En définitive, avec les cellules à cristaux liquides nous sommes capables de reconfigurer la longueur d'onde centrale et la bande passante des filtres biréfringents classiques. Toutes ces fonctionnalités nous ont alors permis de concevoir des dispositifs optiques dédiés aux applications WDM dynamiques. La description de ces dispositifs a fait l'objet du quatrième et dernier chapitre du manuscrit. Nous avons testé la faisabilité d'un commutateur optique 1x2 accordable en longueur d'onde basé sur un filtre de *Šolc* hybride à cristaux liquides. Ce commutateur aiguille un sous-ensemble de longueurs d'onde, contenues dans le multiplex WDM, vers l'un des deux ports de sortie. Ce sous-ensemble peut être reconfiguré en faisant varier la tension appliquée aux cellules à cristaux liquides. Le temps de réponse pour la commutation entre deux canaux est relativement élevé ( $\sim 5$  à 6 ms). Il peut être réduit en appliquant aux cellules une pulsation de tension transitoire [80]. Les pertes d'insertion sont principalement dues aux pertes des lames biréfringentes, du matériau des cellules à cristaux liquides et les pertes des électrodes transparentes. L'estimation de ce paramètre requière une optimisation des valeurs opto-géométriques des éléments biréfringents et peut être considérablement réduit par un traitement antireflet des différentes interfaces. Par ailleurs, nous avons construit un filtre de type *Lyot* apodisé en vue d'avoir un contraste maximum par diminution des lobes secondaires. La technique d'apodisation consiste à insérer dans la structure un élément supplémentaire biréfringent correspondant

à la lame biréfringente la plus épaisse. Les cellules à cristaux liquides servent alors à corriger les erreurs éventuelles sur les épaisseurs des lames biréfringentes. Le contraste ainsi obtenu, (-22,6 dB) atteint presque la valeur limite calculée pour un Lyot à deux étages. Pour obtenir un contraste encore meilleur, il aurait fallu simplement utiliser plusieurs étages et associer des cellules à cristaux liquides à des fins de correction d'épaisseurs. Enfin, nous avons montré la faisabilité d'un 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 test expérimental sur 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. Cette propriété marque nettement la différence entre ce WB et ceux déployés dans les réseaux actuels. Néanmoins, pour réduire la diaphotie et garantir une grande isolation entre les canaux adjacents transmis, chaque bloc du WB doit avoir une fonction transmission à lobes secondaires les plus faibles possibles. Cette contrainte peut être levée par un choix judicieux des angles d'orientation des lames biréfringentes. En ce qui concerne les pertes d'insertion, elles sont principalement dues aux pertes des lames biréfringentes, les pertes du matériau constituant les cellules et celles induites par les électrodes transparentes. Pour des applications DWDM, où le nombre de canaux à traiter est élevé ( $\sim 100$  longueurs d'onde) et dont l'espacement est de 0,8 nm (100 GHz) ou 0,4 nm (50 GHz) le nombre de lames biréfringentes nécessaires pour réaliser ce WB est extrêmement élevé. Les pertes d'insertion seront ainsi importantes. Par contre, si le WB est utilisé comme sous-système d'un ROADM déployé dans un réseau CWDM, alors la bande passante de la fonction de transmission 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 dans ce cas est considérablement réduit. Les pertes d'insertion se trouvent par conséquent considérablement réduites. L'étude et la conception d'un WB traitant plusieurs canaux et répondant à un cahier de charge propre aux applications DWDM ou CWDM feront l'objet de travaux ultérieurs.

Les pertes d'insertion inhérentes aux structures biréfringentes peuvent ne pas représenter un handicap pour de tels dispositifs. En effet, selon certains acteurs de télécommunications, une solution possible pour les compenser consiste à placer des amplificateurs optiques en sortie. Aussi, la transposition de la conception du WB en optique intégrée sur niobate de lithium permet d'exploiter pleinement des caractéristiques intéressantes de ce dernier, en particulier le contrôle de sa biréfringence par effet électro-optique. Par ailleurs, 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. Ce degré de liberté nous ouvre à l'avenir des horizons pour améliorer nos dispositifs actuels et éventuellement en concevoir d'autres qui répondent à des cahiers de charge propres à des segments particuliers des réseaux.

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

Soit le polynôme positif semi-fini suivant [51,52]:

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

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

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

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

Cette même équation (2) peut être factorisée suivant :

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

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 :

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

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* [52]. Elle sera exposée dans ce qui suit :

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

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

qu'il faudra mettre sous la forme :

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

En effectuant le changement de variable suivant :

$$y = (x+x^{-1}) \quad (7)$$

L'équation (6) devient :

$$B_n \cdot y^n + B_{n-1} \cdot y^{n-1} + \dots + B_1 \cdot y^1 + B_0 = 0 \quad (8)$$

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 **di** réels.

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

$$(x - x_1)(x - x_2)(x - x_3) \dots (x - x_n) \\ = x^n + d_{n-1} \cdot x^{n-1} + \dots + d_2 \cdot x^2 + d_1 \cdot x + d_0 \quad (9)$$

Les coefficients ***Di*** recherchés étant proportionnels aux ***di*** selon :

$$Di = q \cdot di \quad (10)$$

où la quantité ***q*** vérifie l'équation :

$$q^2(d_0^2 + d_1^2 + \dots + d_n^2) = A_0 \quad (11)$$

**Note:** Le nombre d'ensembles ***Di*** de réels dépend du nombre de racines complexes ***yi***. Si ***m*** est le nombre de racines ***yi*** qui sont complexes, alors il existe  $2^{(n+1-m/2)}$  ensembles (de réels) possibles de ***Di*** [52].

## Annexe 2 : Conditions de Conservation d'Énergie

Le principe de conservation d'énergie impose aux paramètres  $F_i$  et  $S_i$  de satisfaire certaines conditions. Dans un souci d'alléger le calcul, nous prenons le cas de quatre lames à cristaux liquides.

Les lames biréfringentes étant supposées sans pertes, l'énergie selon l'axe rapide plus l'énergie selon l'axe lent à la sortie de la quatrième lame doit être égale à l'énergie incidente (entrée). Mathématiquement, ceci s'exprime par [51]:

$$F^4(w).F^{4*}(w) + S^4(w).S^{4*}(w) = (I_0^0)^2 \quad (1)$$

En développant la partie droite de cette équation et après identification des coefficients similaires, on obtient le système d'équations suivant :

$$(F_0^4)^2 + (F_1^4)^2 + (F_2^4)^2 + (F_3^4)^2 + (S_1^4)^2 + (S_2^4)^2 + (S_3^4)^2 + (S_4^4)^2 = (I_0^0)^2 \quad (2)$$

$$F_0^4 F_1^4 + F_1^4 F_2^4 + F_2^4 F_3^4 + S_1^4 S_2^4 + S_3^4 S_4^4 = 0 \quad (3)$$

$$F_0^4 F_2^4 + F_1^4 F_3^4 + S_1^4 S_3^4 + S_2^4 S_4^4 = 0 \quad (4)$$

$$F_0^4 F_3^4 + S_1^4 S_4^4 = 0. \quad (5)$$

Et d'une façon générale, pour le  $I^{ieme}$  étage, on aura :

$$(F_0^i)^2 + (F_1^i)^2 + (F_2^i)^2 + \dots + (F_{i-1}^i)^2 + (S_1^i)^2 + (S_2^i)^2 + \dots + (S_{i-1}^i)^2 + (S_i^i)^2 = (I_0^0)^2 \quad (6)$$

$$F_0^i F_1^i + F_1^i F_2^i + \dots + F_{i-2}^i F_{i-1}^i + S_1^i S_2^i + S_2^i S_3^i + \dots + S_{i-1}^i S_i^i = 0 \quad (7)$$

$$F_0^i F_2^i + F_1^i F_3^i + \dots + F_{i-3}^i F_{i-1}^i + S_1^i S_3^i + S_2^i S_4^i + \dots + S_{i-2}^i S_i^i = 0 \quad (8)$$

$$F_0^i F_{i-1}^i + S_1^i S_i^i = 0 \quad (9)$$

De même pour  $C(w)$  et  $D(w)$  dont les équations sont :

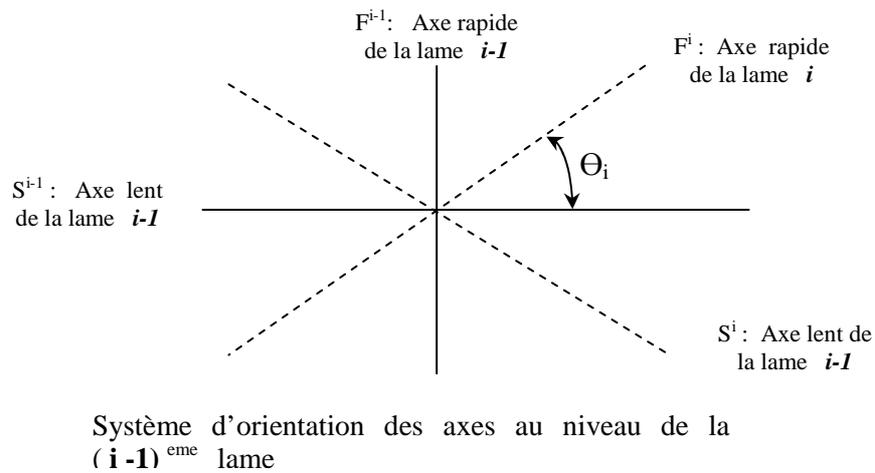
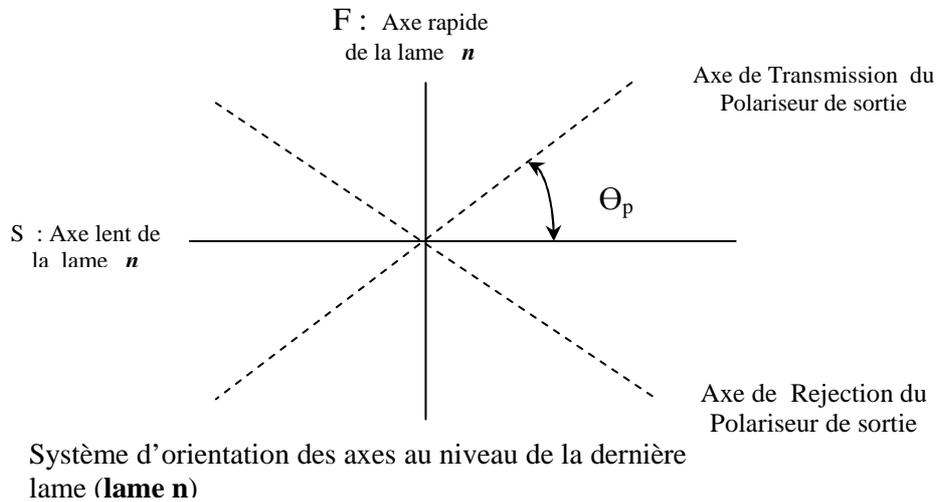
$$(C_0)^2 + (C_1)^2 + (C_2)^2 + \dots + (C_n)^2 + (D_0)^2 + (D_1)^2 + \dots + (D_n)^2 = (I_0^0)^2 \quad (10)$$

$$(C_0 C_1) + (C_1 C_2) + \dots + (C_{n-1} C_n) + (D_0 D_1) + (D_1 D_2) + \dots + (D_{n-1} D_n) = 0 \quad (11)$$

$$C_0 C_n + D_0 D_n = 0 \quad (12)$$

### Annexe 3 : Changement de Base (de repère)

Les figures suivantes illustrent la convention adoptée par rapport à l'orientation relative entre chaque deux éléments (étages) successifs :



Suivant les notations prises pour la description des impulsions qui émergent à la sortie de chaque étage, on peut écrire :

**Au niveau de la première lame :**

$$\begin{bmatrix} F_0^1 \\ S_1^1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin \theta_1 \\ \cos \theta_1 \end{bmatrix} \cdot [I_0^0] \quad (1)$$

Au niveau de la deuxième lame :

$$\begin{bmatrix} F_0^2 \\ F_1^1 \\ S_1^2 \\ S_2^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_2 & 0 \\ 0 & -\sin \theta_2 \\ \sin \theta_2 & 0 \\ 0 & \cos \theta_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F_0^1 \\ S_1^1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

Au niveau de la troisième lame :

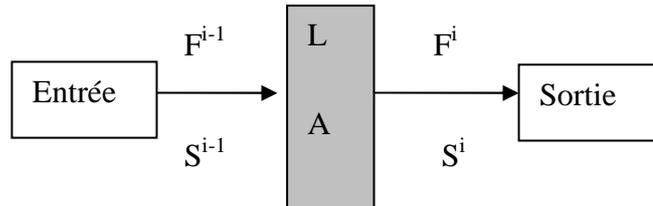
$$\begin{bmatrix} F_0^3 \\ F_1^3 \\ F_2^3 \\ S_1^3 \\ S_2^3 \\ S_3^3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_3 & -\sin \theta_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sin \theta_3 \\ \sin \theta_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sin \theta_3 & \cos \theta_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos \theta_3 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F_0^2 \\ F_1^2 \\ S_1^2 \\ S_2^2 \end{bmatrix} \quad (3)$$

Et d'une manière générale au niveau de la  $I^{eme}$  lame, on a le système suivant [51] :

$$\begin{bmatrix} F_0^i \\ F_1^i \\ F_2^i \\ \dots \\ \dots \\ F_{i-3}^i \\ F_{i-2}^i \\ F_{i-1}^i \\ S_1^i \\ S_2^i \\ S_3^i \\ \dots \\ \dots \\ \dots \\ S_{i-2}^i \\ S_{i-1}^i \\ S_i^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta_i & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_i & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \theta_i & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -\sin \theta_i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -\sin \theta_i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & -\sin \theta_i \\ \sin \theta_i & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sin \theta_i & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sin \theta_i & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \cos \theta_i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & \cos \theta_i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & \cos \theta_i \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F_0^{i-1} \\ F_1^{i-1} \\ F_2^{i-1} \\ \dots \\ \dots \\ F_{i-3}^{i-1} \\ F_{i-2}^{i-1} \\ S_1^{i-1} \\ S_2^{i-1} \\ S_3^{i-1} \\ \dots \\ \dots \\ \dots \\ S_{i-2}^{i-1} \\ S_{i-1}^{i-1} \end{bmatrix}$$

## Annexe 4 : Calcul de l'entrée d'une lame en fonction de la sortie

On rappelle ci-après les expressions développées par Harris [51] pour calculer d'une façon systématique et rapide l'entrée d'une lame cristalline dans le cas où sa sortie est connue :



$$\begin{bmatrix} F_0^{i-1} \\ F_1^{i-1} \\ F_2^{i-1} \\ \cdot \\ \cdot \\ F_{i-1}^{i-1} \end{bmatrix} = \frac{1}{\{(F_{i-1}^i)^2 + S_i^i\}^{1/2}} \cdot \begin{bmatrix} F_0^i & S_1^i \\ F_1^i & S_2^i \\ \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ F_{i-1}^i & S_i^i \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_i^i \\ -F_{i-1}^i \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\begin{bmatrix} S_0^{i-1} \\ S_1^{i-1} \\ S_2^{i-1} \\ \cdot \\ \cdot \\ S_{i-1}^{i-1} \end{bmatrix} = \frac{1}{\{(F_{i-1}^i)^2 + S_i^i\}^{1/2}} \cdot \begin{bmatrix} F_0^i & S_1^i \\ F_1^i & S_2^i \\ \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ F_{i-1}^i & S_i^i \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F_{i-1}^i \\ S_i^i \end{bmatrix} \quad (2)$$

Il faut noter que  $F_{i-1}^{i-1}$  et  $S_0^{i-1}$  doivent être, toujours, nuls.

# Table des Figures

---

Figure 1 (Introduction): Schéma synoptique d'une transmission multiplexée en longueur d'onde (WDM).....	1
Figure 2 (Introduction): Atténuation de la fibre optique en fonction de la longueur d'onde avec les différentes bandes exploitées par le WDM.....	2
Figure 3 (Introduction): Comparaison des espacements entre canaux dans le cas du DWDM (Haut) et le CWDM (Bas). ....	3
Figure 4 (Introduction): Schéma de principe de fonctionnement d'un ROADM à base de commutateurs 1×2 .....	4
Figure 5 (Introduction): WSS en technologie espace libre (d'après <sup>[4]</sup> ) .....	5
Figure 1. 1: Prévision de la vente mondiale des systèmes ROADMs, période 2005-2011 (d'après <sup>[6]</sup> ). ....	11
Figure 1. 2: Architecture du réseau.....	11
Figure 1. 3: ROADM de degré 2.....	13
Figure 1. 4: Nœud de degré 3. ....	14
Figure 1. 5: Fonctionnalité de base d'un ROADM.....	14
Figure 1. 6: Architecture alternative d'un ROADM.....	15
Figure 1. 7: Architecture Broadcast & Select d'un ROADM à base de WB .....	16
Figure 1. 8: ROADM utilisant un WSS.....	16
Figure 1. 9: OXC de degré 3 basé sur des WB.....	17
Figure 1. 10: OXC de degré 4 basé sur des WSS (d'après <sup>[9]</sup> ) .....	17
Figure 1. 11: Structure interne d'un ROADM basée sur la technologie iPLC (d'après <sup>[10]</sup> ).....	19
Figure 1. 12: <b>a)</b> Structure d'un WB. <b>b)</b> ROADM basé sur un WB dans une architecture B&S .....	20
Figure 1. 13: Schéma du WSS basé sur la technologie LCoS (d'après <sup>[14]</sup> ).....	21
Figure 1. 14: Réponse spectrales au niveau du port de sortie express (d'après <sup>[14]</sup> ).....	22
Figure 1. 15: Architecture d'un WSS à base de miroirs MEMS (d'après <sup>[20]</sup> ) .....	22

Figure 1. 16: Performance du WSS $1 \times 4$ à 128 canaux. <b>a)</b> fonctionnement en Interleaver à 4 ports. <b>b)</b> commutation de bandes de longueurs d'onde vers chaque port (d'après <sup>[20]</sup> ).....	23
Figure 1. 17: ROADM basé sur une architecture hybride (d'après <sup>[21]</sup> ) .....	24
Figure 1. 18: Architecture hybride alternative pour le ROADM (d'après <sup>[21]</sup> ).....	24
Figure 1. 19: Comparaison des pertes d'insertion entre les différentes architectures (d'après <sup>[21]</sup> ) .....	25
Figure 1. 20: Vente de ROADM par type de technologie (d'après <sup>[6]</sup> ) .....	26
Figure 1. 21: ROADM à base de WSS.....	27
Figure 1. 22: <b>a)</b> Structure du Bloqueur de longueur d'onde (WB) à m canaux utilisant un polariseur d'entrée (P). <b>b)</b> Version du WB insensible à la polarisation utilisant un cube séparateur de polarisation (PBS). BP: lame Biréfringente, LCC: Cellule à Cristaux liquides, $\lambda/2$ : lame demi-onde, A: Polariseur de sortie (Analyseur).....	30
Figure 2. 1: Ellipsoïde des indices (E), plan d'onde ( $\Pi$ ) et les différents vecteurs $D'$ , $D''$ et $k$ . .....	39
Figure 2. 2: Principe d'un système de transmission par modulation d'intensité .....	43
Figure 2. 3: Signal codé par modulation d'intensité en fonction du déphasage, <b>a)</b> sans composante continue, <b>b)</b> avec composante continue .....	44
Figure 2. 4: Phase nématique du cristal liquide .....	45
Figure 2. 5: Phase smectique-A du cristal liquide .....	45
Figure 2. 6: Phase smectique-C du cristal liquide .....	46
Figure 2. 7: Cellule constituée d'un cristal liquide nématique placé entre deux lames de verre parallèles. ....	47
Figure 2. 8: lame biréfringente placée perpendiculairement à l'axe de propagation Oz. Les axes lent et rapide de la lame font l'angle $\theta$ avec les axes Ox et Oy du repère du laboratoire. ....	51
Figure 2. 9: lame à retard orientée suivant un angle $\theta = 45^\circ$ par rapport aux axes du laboratoire.....	54
Figure 2. 10: <b>a)</b> Structure du filtre de Lyot à 3 étages <b>b)</b> Composition de la réponse du filtre. P : Polariseur. ....	56
Figure 2. 11: Transmission mesurée d'un filtre de Lyot à 2 étages .....	57
Figure 2. 12: Paramètres caractéristiques mesurés d'un filtre de Lyot à 2 étages.....	59
Figure 2. 13: Filtre de Šolc alterné (haut) et en éventail (bas) constitué de N lames ( $N = 4$ ). ....	60

Figure 2. 14: Transmissions mesurée en mode logarithmique d'un filtre Šolc alterné à 2 étages.....	61
Figure 2. 15: Structure générale du filtre biréfringent .....	64
Figure 2. 16: Réponse impulsionnelle d'un système à une seule lame.....	65
Figure 2. 17: Réponse impulsionnelle d'un système à deux lames .....	66
Figure 2. 18: Réponse impulsionnelle d'un système à plusieurs lames.....	66
Figure 2. 19: Principe de dualité : Echantillonnage / Périodisation .....	68
Figure 2. 20: Suite d'impulsions en sortie d'un système à 2 lames.....	70
Figure 2. 21: Structure du filtre avec les notations .....	70
Figure 2. 22: Orientation des axes propres des lames 2 et 3 .....	73
Figure 2. 23: Exemple de fonction à synthétiser .....	74
Figure 3. 1: Lame biréfringente placée perpendiculairement à l'axe de propagation. La ligne neutre D' de la lame fait l'angle $\theta$ avec l'axe de transmission du polariseur. ....	84
Figure 3. 2: Schéma du banc optique pour la mesure de la biréfringence de la cellule à cristaux liquides en fonction de la tension d'accord $V_{LCC}$ . P : Polariseur, A : Analyseur .....	89
Figure 3. 3: Transmissions optiques $I_{\perp}$ et $I_{//}$ fonctions de la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides. ....	90
Figure 3. 4: Transmissions optiques $I_{\perp}$ et $I_{//}$ dépendantes de la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides 'épaisse' de 125 $\mu\text{m}$ d'épaisseur géométrique.....	91
Figure 3. 5: Variation en fonction de la tension appliquée du déphasage introduit par la cellule à cristaux liquides 'épaisse' de 125 $\mu\text{m}$ .....	91
Figure 3. 6: Variation en fonction de la tension appliquée de la Différence de marche optique introduite par la cellule à cristaux liquides 'épaisse' de 125 $\mu\text{m}$ .....	92
Figure 3. 7: Variation en fonction de la tension appliquée du temps de réponse de la cellule à cristaux liquides 'épaisse' de 125 $\mu\text{m}$ . L'axe des temps de réponse est représenté en échelle logarithmique. ....	93
Figure 3. 8: Variation en fonction de la tension appliquée des différences de marche optique introduites par la cellule à cristaux liquides 'épaisse' de 125 $\mu\text{m}$ pour trois longueurs d'onde .....	94
Figure 3. 9: Variation en fonction de la tension appliquée de la différence $\delta$ (dispersion) des différences de marche optique introduites par la cellule à cristaux liquides 'épaisse' de 125 $\mu\text{m}$ pour trois longueurs d'onde.....	95

Figure 3. 10: Comparaison des variations en fonction de la tension appliquée des différences de marche optique introduites par les cellules ‘épaisses’ F1 et F4 de 125 $\mu\text{m}$ à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ .....	95
Figure 3. 11: Transmissions optiques $I_{\perp}$ et $I_{//}$ dépendantes de la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides ‘mince’ de 18 $\mu\text{m}$ à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ .....	96
Figure 3. 12: Variation en fonction de la tension appliquée de la différence de marche optique introduite par la cellule ‘mince’ de 18 $\mu\text{m}$ d’épaisseur géométrique.....	96
Figure 3. 13: (Gauche) Transmissions optiques $I_{\perp}$ et $I_{//}$ dépendantes de la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides ‘mince’ de 7 $\mu\text{m}$ à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ . (Droite) Variation de la différence de marche optique résultante .....	97
Figure 3. 14: Structure du filtre de Šolc hybride à cristaux liquides constitué de N étages. BP: lame Biréfringente, LCC: lame à Cristaux Liquides, $V_{\text{accord}}$ : Tension d’accord.....	98
Figure 3. 15: Evolution mesurée de la différence de marche optique $\Delta_{\text{LCC}}$ de la cellule à cristaux liquides en fonction de la tension appliquée (d’après <sup>[58]</sup> ).....	100
Figure 3. 16: Accordabilité calculée de la longueur d’onde centrale d’un filtre de Šolc hybride à 10 étages pour différentes tensions d’accord.....	101
Figure 3. 17: Montage expérimental d’un filtre Šolc hybride à deux étages. P: polariseur; A: analyseur; LCC <sub>1</sub> and LCC <sub>2</sub> : lames à cristaux liquides; BP <sub>1</sub> et BP <sub>2</sub> : lames biréfringentes.....	102
Figure 3. 18: Evolution expérimentale de la finesse en fonction du nombre d’étages.....	103
Figure 3. 19: Test d’accordabilité en longueur d’onde du filtre à 10 étages.....	103
Figure 3. 20: Accordabilité de la FWHM d’un filtre Šolc hybride à 4 étages. Les deux derniers étages ont été optiquement annulés.....	104
Figure 3. 21: Structure à cristaux liquides permettant la rotation des lignes neutres d’une façon électrique. Configuration spécifique à électrodes coplanaires .....	105
Figure 3. 22: Variation de la FWHM en fonction de la longueur d’onde pour différentes valeurs du nombre M d’étages annulés optiquement. Cas des polariseurs croisés. La longueur d’onde centrale est $\lambda_1=1.532 \mu\text{m}$ .....	106
Figure 3. 23: Variation de la FWHM en fonction de la longueur d’onde pour différentes valeurs du nombre M d’étages annulés optiquement. Cas des polariseurs parallèles. La longueur d’onde centrale est $\lambda_1=1.549 \mu\text{m}$ .....	107
Figure 3. 24: Evolution de la FWHM en fonction du nombre M qui varie de 0 à 8. Le nombre d’étages dans la configuration de Šolc classique équivalente varie alors de 10 à 2. La longueur d’onde centrale est $\lambda_1 = 1.532 \mu\text{m}$ .....	108

Figure 3. 25: Evolution du contraste en % du maximum de la transmission du filtre pour différentes valeurs du nombre M d'étages annulés optiquement comparé à celui de la configuration de Šolc classique équivalente. La longueur d'onde centrale est $\lambda_i = 1.532 \mu\text{m}$ .....	108
Figure 3. 26: Structure du filtre de Lyot à base de cellules à cristaux liquides épaisses. LCC: Cellule à Cristaux Liquides, $V_{\text{accord}}$ : tension d'accord.....	109
Figure 3. 27: Rapport entre $(\text{FSR})_{\text{min}}$ et $(\text{FWHM})_{\text{max}}$ pour $n=10$ points d'accordabilité et $N = 3$ étages ( $n < 2N+1$ ).....	111
Figure 3. 28: Rapport entre $(\text{FSR})_{\text{min}}$ et $(\text{FWHM})_{\text{max}}$ pour $n=16$ points d'accordabilité et $N = 3$ étages ( $n = 2N+1$ ).....	111
Figure 3. 29: Variation de la biréfringence des cellules à cristaux liquides (LCC) en fonction de la tension d'accord. La biréfringence maximum des LCC est de 0.225 .....	112
Figure 3. 30: Variation de la FWHM en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la biréfringence des cellules à cristaux liquides. La longueur d'onde centrale est $\lambda_i = 1.532 \mu\text{m}$ .....	112
Figure 3. 31: <b>a)</b> Montage expérimentale pour l'accordabilité de la FWHM en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la tension appliquée aux cellules à cristaux liquides épaisses. La longueur d'onde centrale est $\lambda_i = 1543.6 \text{ nm}$ . <b>b)</b> Résultat expérimental préliminaire de cette accordabilité .....	113
Figure 4. 1: Structure du commutateur en longueur d'onde $1 \times 2$ . BP: lame Biréfringente. LCC: Cellule à Cristaux Liquides. PBS: Cube Séparateur de Polarisation. P: Polariseur .....	119
Figure 4. 2: Transmissions mesurées correspondant à l'état direct ( $T_b$ : ligne pleine) et à l'état croisé ( $T_c$ : ligne brisée). ICS: Séparation InterCanaux.....	120
Figure 4. 3: Structure du filtre de Lyot apodisé hybride à base de cellules à cristaux liquides. LCC: Cellule à Cristaux Liquides, LB : lame Biréfringente, $V_{\text{accord}}$ : Tension d'accord .....	122
Figure 4. 4: Réponse calculée (à gauche) et mesurée (à droite) du filtre de Lyot apodisé à 4 étages (L1, L1, 2L1, 2L1).....	122
Figure 4. 5: Multiplexeur Optique à Insertion/Extraction Reconfigurable (ROADM) utilisant un Bloqueur de longueur d'onde dans une architecture Broadcast & Select.....	124
Figure 4. 6: <b>a)</b> Structure du Bloqueur de longueur d'onde (WB) à m canaux utilisant un polariseur d'entrée (P). <b>b)</b> Version du WB insensible à la polarisation utilisant un cube séparateur de polarisation (PBS). BP: lame Biréfringente, LCC: Cellule à cristaux liquides, $\lambda/2$ : lame demi-onde, A: Polariseur de sortie (Analyseur).....	125

Figure 4. 7: Structure d'un seul bloc montrant l'évolution de l'azimut de la polarisation de la longueur d'onde $\lambda_2 = 1,55 \mu\text{m}$ . $\varrho$ : azimut des éléments biréfringents, PA: azimut de la polarisation de la longueur d'onde $\lambda_2$ .	128
Figure 4. 8: Réponse de transmission pour différentes valeurs du déphasage normalisé ( $\gamma/\pi$ ) introduit par la cellule à cristaux liquides.	129
Figure 4. 9: Variation en fonction de la tension appliquée de la différence de marche optique (OPD) introduite par la cellule à cristaux liquides.	131
Figure 4. 10: Réponse 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.	132
Figure 4. 11: Réponse de transmission du WB quand la LCC est indépendamment accordée entre l'état ON et l'état OFF montrant l'effet de blocage/transmission et d'égalisation.	132
Figure 4. 12: Evolution du maximum de la fonction de transmission du WB quand la tension appliquée à la LCC augmente de 10V (état ON) à 42V (état OFF) montrant les effets de blocage, transmission et d'égalisation.	133

## 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
k	Number of wave	Nombre d'onde
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
O	Original Band	Bande originale
OADM	Optical Add-Drop Multiplexers	Multiplexeurs optiques à insertion/extraction
OEO	Optical Electrical Optical	Optique Electrique 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
ROADM	Reconfigurable OADM	OADM Reconfigurable
S	Short wavelengths Band	Bande courte
SDH	Synchronous Digital Hierarchy	Hierarchie numérique synchrone
SONET	Synchronous Optical Network	Réseau optique synchrone
$\tau$	Switching time	Temps de commutation entre canaux
TDFA	Thulium Doped Fiber Amplifier	Amplificateur a fibre dopée au Thulium
TDM	temporel division Multiplexing	Multiplexage par division temporelle
$\nu$	Normalized frequency	fréquence normalisée
V	Applied voltage	Tension appliquée
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
$\alpha$	Tuning rate	Taux d'accord
$\beta$	Angle	Angle
$\lambda$	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