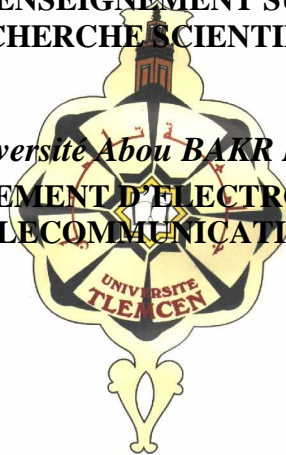


REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

Université Abou BAKR BELKAID
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE
LABORATOIRE DE TELECOMMUNICATIONS DE TLEMCCEN (LTT)



FACULTE
DES SCIENCES
DE L'INGENIEUR



Thèse de Magister en Electronique
Option : Signaux & Systèmes

Thème

Etude comparative de quelques filtres
chromatiques : Application à la faisabilité d'un
filtre de Solc à $1,55\mu\text{m}$ en optique intégrée

Présentée par :

M^r: TOUAOULA Hachem

Soutenu en 2005 devant le jury :

Président :	Mr. F.T.BENDIMERAD	Prof à l'Université de Tlemcen
Examineurs :	Mr. O.SEDDIKI	M.C à l'Université de Tlemcen
	Mr. H.BENMANSOUR	M.C à l'Université de Tlemcen
	Mr. A.BELAÏD	C.C à l'Université de Tlemcen
Encadreur :	Mr M.CHIKH-BLED	M.C à l'Université de Tlemcen

Année Universitaire 2004-2005

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	5
----------------------------	---

CHAPITRE I

I.1. Introduction	9
I.2. Bref histoire de la télécommunication.....	9
I.2.1. Télécommunication : première période.....	9
I.2.2. Télécommunication : seconde période	9
I.3. Apparition des télécommunications optiques	10
I.3.1. Principe des télécommunications optiques.....	10
I.3.2. Intérêts des télécommunications optiques	11
I.4. Les techniques de multiplexages.....	11
I.4.1. Multiplexage FDM	11
I.4.2. Multiplexage TDM.....	12
I.4.3. Multiplexage WDM.....	13
I.5. Multiplexage en longueur d'onde WDM.....	14
I.5.1. Principe	14
I.5.2. Composantes des systèmes WDM	16
I.5.2.1. Fibre optique.....	16
I.5.2.2. Amplificateur optique	18
I.5.2.3. Source et détecteur	19
I.5.2.4. Multiplexeurs et démultiplexeurs	20
I.6. Les réseaux de télécommunications WDM	22
I.7. Les différents types de filtres utilisés dans les systèmes WDM	22
I.8. Conclusion.....	24
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I.....	25

CHAPITRE II

II.1. Introduction	27
II.2. Interférences à ondes multiples Interféromètre de Fabry-Pérot	27
II.2.1. La théorie	27
II.2.2. Spectre de transmission du filtre Fabry-Pérot	29
II.2.3. Caractéristique du filtre Fabry-Pérot.....	30
II.3. Filtre biréfringents	32
II.3.1. Rappel des phénomènes fondamentaux concernant la lumière polarisée et les milieux biréfringents.....	32
II.3.1.1. Généralités.....	32
II.3.1.2. Notions d'optique cristallines.....	33
II.3.1.3. Les différents états de polarisations.....	35
II.3.2. Filtre de Lyot	39
II.3.2.1. Définition	39
II.3.2.2. Représentation matricielle de Jones.....	39
II.3.2.3. Les caractéristiques du filtre de Lyot.....	42
II.3.2.4. Transmittance d'une filtre de Lyot à 2 et 4 étages	44
II.3.3. Filtre de Solc et comparaison avec celui de Lyot et de Fabry-Pérot	50
II.3.3.1. Description	50
II.3.3.2. Filtre de Solc fold (replié ou alterné).....	51
II.3.3.3. Filtre de Solc fan (en éventail)	54
II.3.3.4. Caractéristique du filtre de Solc	58
II.3.3.5. Comparaison entre le filtre de Solc et le Fabry-Pérot	58
II.3.3.6. Comparaison entre le filtre de Solc et de Lyot.....	60
II.4. Conclusion	62
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II	63

CHAPITRE III

III.1. Introduction.....	65
III.2. Les filtres à couplage de deux ondes	65
III.2.1. Transfert de puissance entre deux ondes orthogonales.....	66
III.2.2. Dépendance en longueur d'onde du couplage et accord	69
III.3. Exemple d'application.....	71
III.3.1. Couplage codirectionnel sans réseau	71
III.3.2. Couplage codirectionnel à réseau	72
III.3.3. Couplage contra-directionnel à réseau.....	76
III.4. Couplage de modes et filtrage dans le filtre de Solc.....	77
III.4.1. Transmittance spectrale et coefficient de couplage.....	77
III.4.2. Coefficient de couplage périodique	79
III.4.3. Bande passante	83
III.5. Conclusion	84
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III.....	85

CHAPITRE IV

IV.1. Introduction	87
IV.2. Présentation générale du filtre intégré sur Niobate de Lithium	87
IV.3. Couplage de modes dans une structure interdigitée	89
IV.3.1. L'effet électrooptique	90
IV.3.2. Détermination du pas interdigité	90
IV.3.3. Détermination du coefficient de couplage	91
IV.3.4. Bande passante à mi-hauteur du filtre	91
IV.3.5. Intervalle spectrale libre.....	92
IV.4. Caractéristique du filtre.....	93

IV.5. Comparaison entre le formalisme de Jones et la méthode de couplage des ondes.....	96
IV.6. Conclusion.....	99
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV.....	100
CONCLUSION GENERALE.....	101
BIBLIOGRAPHIE	102

INTRODUCTION GENERALE

Les techniques de transmission de signaux multiplexées en longueur d'onde font usage de nombreux et divers filtres accordables pour la sélection d'une porteuse optique lors de son acheminement.

Ces techniques permettent une reconfiguration dynamique du réseau par l'emploi de multiplexeurs à insertion / extraction OADM (Optical Add Drop Multiplexeur) configurable et de Brasseurs optiques OXC (Optical Cross-Connect).

Les filtres optiques peuvent aussi être utilisés dans les amplificateurs optiques afin de diminuer le bruit.

Dans les systèmes WDM (Wavelength Division Multiplexing), la fonction de filtrage est primordiale puisque l'on doit séparer les canaux en longueur d'onde.

Les filtres optiques peuvent être à fenêtre fixe ou accordable.

Les technologies de multiplexage / démultiplexage les plus utilisées sont basées sur :

- Les filtres interférentiels permettant de séparer ou de combiner des longueurs d'ondes spécifiques.

L'entrée du multiplexeur est équipée d'un filtre sélectif sur une longueur d'onde, les sorties sont couplées à une fibre optique monomode.

- Réseaux à guides optiques AWG (Arrayed Waveguides).
- Fibres optiques à réseau de Bragg FBG (Fiber Bragg Gratings).

Ce type de multiplexage ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions de réseau par des voies tout optiques.

Ces fonctions existent déjà dans les réseaux électroniques actuels que l'architecture tout optique devra être capable d'imiter sans avoir besoin d'utiliser d'interfaces optoélectroniques.

Des essais d'implantation tout optique des différentes fonctions ont déjà vu le jour comme par exemple chez NTT au Japon avec un réseau optique WDM à plus de 100 canaux.

Il est admis que le filtre accordable est un composant indispensable à la réalisation d'un réseau tout optique.

Cadre du travail :

Ce travail porte sur l'étude d'un filtre intégré accordable électrooptiquement. Notre but étant d'étudier la faisabilité d'un filtre optique basée sur le principe des interférences constructives

(filtre passant) ou destructives (filtre bloquant) d'ondes polarisées, nous comparerons dans un premier temps les différentes structures interférentielles existante.

Le filtre intégré doit présenter une amélioration au niveau de la plage d'accord, tout en ayant une largeur spectrale conforme aux besoins de démultiplexage dans un réseau de transmission.

Approche de l'étude théorique :

Elle consiste à traiter par analogie le filtre intégré comme une version en optique intégrée d'un filtre de Solc massif. Cette structure est modifiée par l'insertion périodique de lames biréfringentes afin d'introduire l'accordabilité.

Le passage du filtre de Solc massif se fait d'une façon identique par le biais de l'ellipsoïde des indices perturbée électrooptiquement.

On s'intéresse aux filtres de Solc et de Lyot qui utilisent les ondes polarisées afin d'obtenir une bonne accordabilité sur un large Interval Spectral Libre.

Dans le but de mieux appréhender les fonctions de filtrage et de polarisation de la lumière, une étude détaillée sera entreprise au chapitre II.

Organisation du mémoire :

On aborde dans le chapitre I une introduction aux systèmes de télécommunications optiques. Nous indiquerons les différentes techniques de filtrage spectral avec leur domaine d'utilisation.

Le chapitre II porte sur la théorie des filtres chromatiques. Une comparaison des différents filtres à ondes polarisées avec une cavité Fabry-Pérot est présentée.

La modélisation à l'aide du formalisme de Jones permet de prévoir par simulation le comportement du filtre.

Le chapitre III présente le concept du Couplage de modes du guide d'onde reposant sur l'existence d'une interaction entre les deux modes existant dans une structure tel que le filtre de Solc. On s'intéresse dans ce chapitre à la théorie des ondes couplées.

Le chapitre IV a pour but de montrer les perspectives d'utilisation d'un filtre de Solc sous sa forme intégrée permettant son insertion dans une liaison WDM.

La technologie de l'optique intégrée qui emploie une structure d'électrodes interdigitées permet la sélectivité en longueur d'onde grâce au couplage de modes fondamentaux TE et TM. L'accordabilité est possible grâce à l'introduction d'électrodes insérées dans la structure d'électrodes interdigitées.

CHAPITRE I

INTRODUCTION AUX SYSTEMES DE TELECOMMUNICATIONS OPTIQUES

I.1 Introduction :

A ce jour le déploiement des télécommunications par fibres optiques est un fait bien établi. Cependant, la demande croissante en matière de communications requiert une part de recherche et de développement important afin de faire face à cet engouement. [I.1]

L'objectif de ce chapitre est de faire une introduction générale sur une transmission par fibre optique et plus précisément la transmission WDM et puis donner des définitions de quelques composantes optiques qui sont incluses dans une transmission.

I.2 Bref histoire de la télécommunication :

Le domaine des télécommunications à la fin du XX siècle est marqué par le retour en force des communications optiques qui avaient vu le jour grâce aux indiens d'Amérique et leurs signaux de fumée. [I.2]

I.2.1 Télécommunications : première période :

Dans l'histoire des télécommunications on peut distinguer deux grandes périodes qui se situent avant et après l'apparition de l'électronique [I.2].

- Pas de système de transmission de l'information avant le 18^{ième} siècle
- 1793 : Le télégraphe optique de Claude Chappe
- 1820 : Premiers essais de transmission de signaux sur support électrique
- 1850 : Morse (25 mots/minute)
- 1865 : Première liaison transatlantique télégraphique
- 1876 : Le téléphone de Graham Bell
- 1915 : Liaisons téléphoniques interurbaines grâce à l'amplification

I.2.2 Télécommunications : seconde période :

Bouleversements technologiques dans les télécoms : Apparition de l'électronique avec l'invention du transistor en 1948. Plusieurs conséquences [I.2]:

- Miniaturisation des composants
- Augmentation de la fiabilité
- Numérisation du signal : multiplication des services et nouvelles techniques de traitement du signal

Nouveaux supports de transmission :

- 1951 Premières communications par voie hertzienne
- 1956 Premiers câbles Transatlantiques TAT 1
- 1962 Premier satellite de télécommunications

1960 Découverte du laser : L'idée de transmettre de l'information sur support optique voit le jour!

I.3 Apparition des télécommunications optiques :

A peu près simultanément en 1970, les laboratoires Corning annoncent la fabrication de fibres faibles pertes (20 dB/km) et apparaissent les premières diodes laser fonctionnant en mode continu à température ambiante. Dès lors, il est clair qu'un réseau de fibres optiques peut avoir un potentiel énorme pour transmettre de l'information. [I.2]

I.3.1 Principe des télécommunications optiques :

Une transmission optique contient trois éléments essentiels :

- **Emetteur** : diode laser.
- **Support de transmission** : fibre optique.
- **Récepteur** : photodétecteur.

La *figure I.1* illustre une transmission par fibre optique :

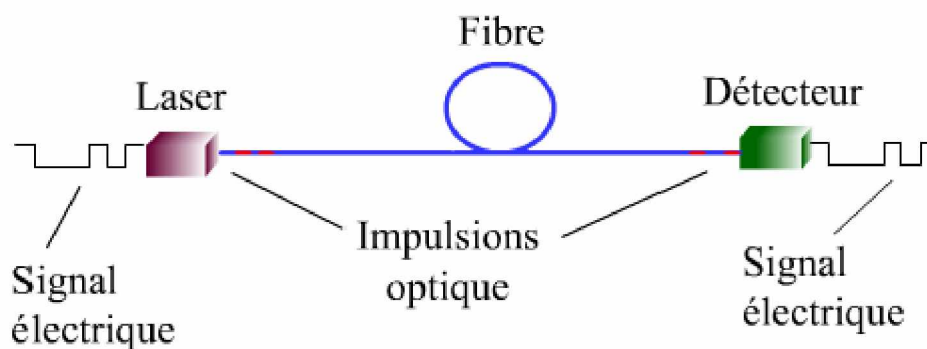


Fig.I.1 : Transmission Par Fibre Optique.

De façon très schématique, le laser convertit un signal électrique issu d'un appareil de communication (téléphone, ordinateur,...) en un signal optique. Ce signal optique est acheminé par la fibre jusqu'au détecteur qui fait l'opération inverse du laser, c'est à dire qu'il convertit un signal optique en un signal électrique.

1.3.2 Intérêt des télécommunications optiques :

Les avantages de transmission par les fibres optiques sont multiples par rapport aux autres supports de communication sont [I.2]:

- Très faible atténuation sur une grande plage de fréquence.
- Faible coût de fabrication.
- Faible encombrement.
- Augmentation de la distance entre répéteurs .
- Insensibilité aux perturbations électromagnétiques.
- Très grande bande passante (12THz).

I.4 Les techniques de multiplexages :

1.4.1 Multiplexage FDM :

FDM (Frequency Division Multiplexing) est une technique de multiplexage par répartition de fréquence (MRF). Elle est utilisée pour accroître les débits sur paires torsadées et plus particulièrement des lignes téléphoniques. [I.3]

Le multiplexage fréquentiel consiste à partager la bande de fréquence disponible en un certain nombre de canaux ou sous-bandes plus étroits et à affecter en permanence chacun de ces canaux à un utilisateur ou à un usage exclusif. [I.3]

L'organisation du groupe primaire ou groupe de base utilisé en téléphonie est basée sur un multiplexage fréquentiel. Ce dernier consiste à regrouper 12 voix téléphoniques de 4000 Hz chacune (3000 Hz utilisables plus 2 espaces inter-bandes de 500 Hz) ce qui donne une largeur de bande de 48 kHz répartie entre 60 et 108 kHz.

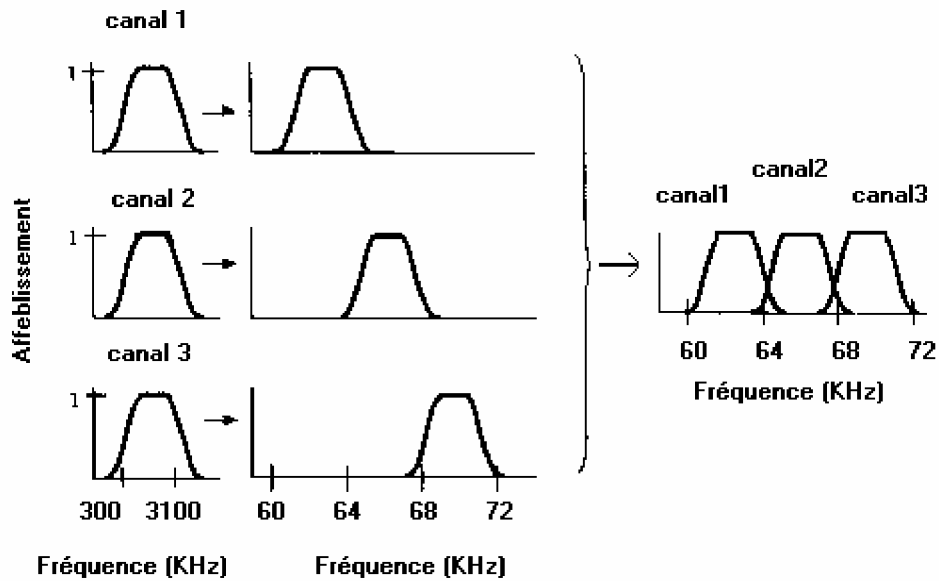


Fig.I.2 : Exemple de multiplexage fréquentiel de trois canaux téléphoniques

On trouve également un bon exemple de l'utilisation de FDM avec ADSL (Asynchronous Digital Subscriber Line). ADSL est né de l'observation qu'une ligne téléphonique possède une bande passante d'environ 1 Mhz dans laquelle seule, une largeur de bande de 4 KHz est utilisée pour les communications téléphoniques. Il reste donc une bande passante importante disponible pour un autre usage. C'est un multiplexage en fréquence qui va permettre son utilisation.

I.4.2 Multiplexage TDM :

Le multiplexage TDM (Time Division Multiplexing) ou MRT (Multiplexage à répartition dans le temps) consiste à affecter à un utilisateur unique la totalité de la bande passante pendant un court instant et à tour de rôle pour chaque utilisateur. [I.3]

La technologie TDM (Time Division Multiplexing ou Multiplexage Temporel) permet d'échantillonner les signaux de différentes voies à faibles débits et de les transmettre successivement sur une voie à haut débit en leur allouant la totalité de la bande passante. [I.3]

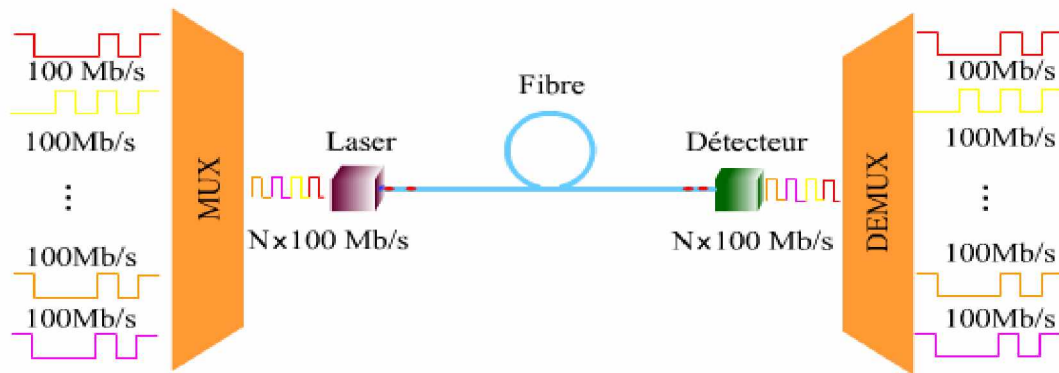


Fig.I.3 : Schéma de principe d'un multiplexage à répartition dans le temps

Le principe du multiplexage temporel appliqué aux télécommunications optiques est illustré sur cette animation. Les différentes voies à faible débit (100Mb/s) sont adressées successivement sur le canal à haut débit ($N \times 100$ Mb/s). Le "mélange" des voies faible débit se fait par l'intermédiaire du multiplexeur temporel (MUX) les signaux sont récupérés ensuite grâce au démultiplexeur (DEMUX) qui fait l'opération inverse. Entre le MUX et le DEMUX, on retrouve le système optique de base (Laser, Fibre et Détecteur).

I.4.3 Multiplexage WDM :

Le principe du WDM (Wavelength Division Multiplexing) ou multiplexage en longueur d'onde est d'acheminer plusieurs longueurs d'ondes sur une même fibre, chaque longueur d'onde correspondant à un canal de transmission. [I.3]

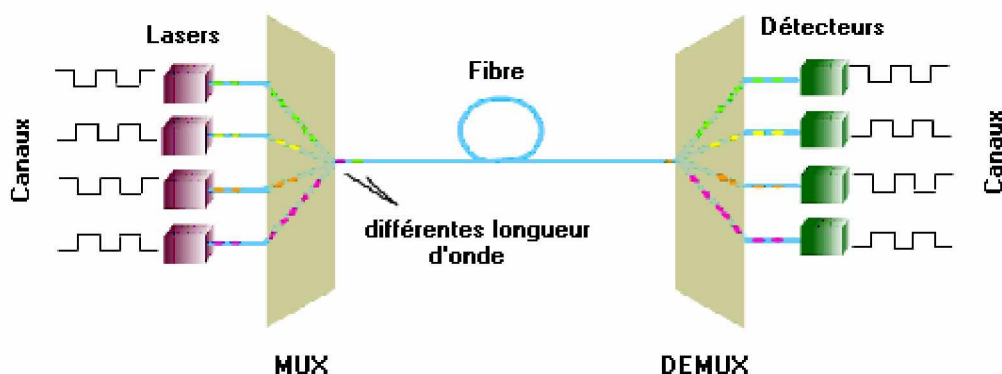


Fig.I.4 : Schéma de principe d'un multiplexage à répartition en longueur d'onde (WDM)

Chaque laser est modulé par un canal comprenant un signal à émettre, chaque laser émet une longueur d'onde différente. Le multiplexeur (MUX) se charge d'injecter les différentes longueurs d'ondes dans la fibre et le démultiplexeur (DEMUX) fait l'opération inverse.

I.5 Multiplexage en longueur d'onde WDM :

Les premiers systèmes de WDM ont combiné deux signaux et sont apparus autour 1985. Les systèmes modernes peuvent manipuler jusqu'à 128 signaux et peuvent augmenter un système de base de fibre de 9,6 Gb/s à une capacité de plus de 1000 Gb/s. [I.4]

I.5.1 Principe :

Comme on l'a expliqué auparavant, le multiplexage en longueur d'onde (WDM) permet l'utilisation d'une partie significative de la largeur de bande disponible d'une fibre en permettant à beaucoup de signaux indépendants d'être transmis simultanément sur une fibre, et chaque signal est situé à une longueur d'onde différente. [I.4]

Dans un système simple de WDM (*Figure.I.5*), chaque laser doit émettre la lumière à une longueur d'onde différente, toutes les lumières des lasers sont multiplexées sur une simple fibre optique. Après avoir été transmis par une fibre optique de haut-largeur de bande, les signaux optiques combinés doivent être démultiplexés à l'extrémité de réception en distribuant toute la puissance optique à chaque port de rendement et puis en exigeant que chaque récepteur récupère sélectivement une longueur d'onde seulement en utilisant un filtre optique réglable.

Chaque laser est modulé à une vitesse donnée, et la capacité globale étant transmise le long de la fibre de grande largeur de bande qui est la somme totale des débits binaires des différents lasers. Un système contenant dix signaux de 2.5-Gbps peuvent être transmis sur une fibre, produisant une capacité de système de 25 Gbps. [I.4]

La *figure I.5* montre un diagramme d'un système WDM simple :

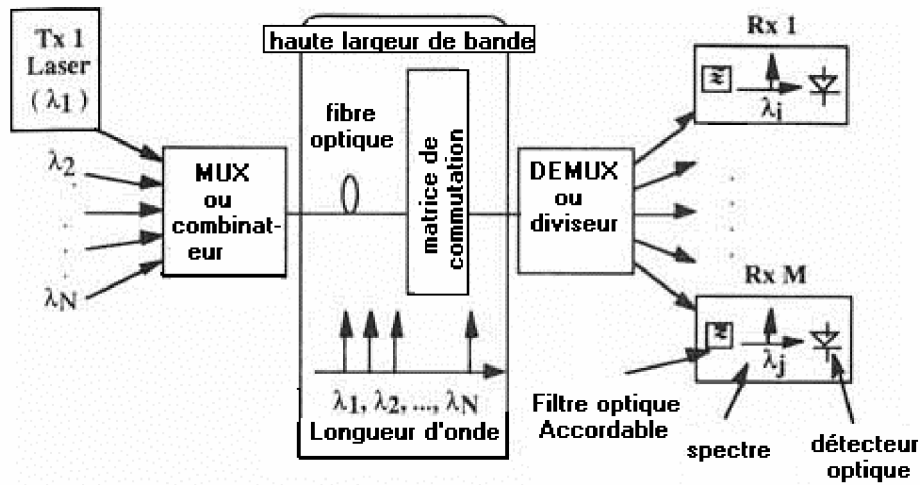


Fig.I.5 : Diagramme d'un système WDM simple

Le concept de démultiplexage en longueur d'onde à l'aide d'un filtre optique est illustré sur la *figure I.6*. Quatre canaux sont injectés dans un filtre optique qui a une fonction de filtrage de transmission non idéal. La transmittance du filtre est centrée au-dessus du canal désiré. Dans ce cas c'est uniquement la longueur d'onde λ_3 , tandis que λ_1, λ_2 et λ_4 sont bloquées. En raison de la fonction de transmission non idéale de filtre, une certaine énergie optique des canaux voisins fuit par le filtre, qui induit une interférence entre les canaux. On peut réduire au minimum cette interférence, soit en augmentant la séparation spectrale entre les canaux (l'espacement est approximativement de 10 nm), soit en augmentant la finesse du filtre optique (réduire la bande passante BP). [I.4]

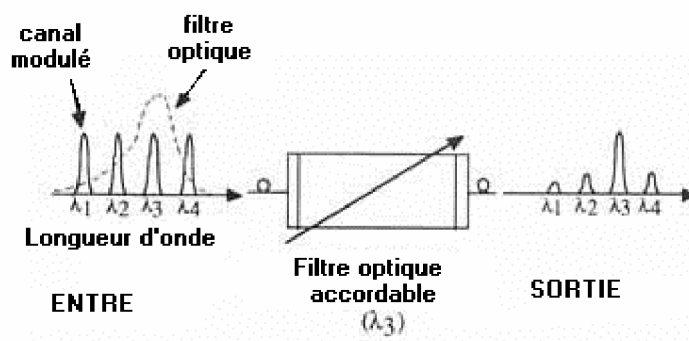


Fig.I.6 : Canaux optiques de WDM démultiplexés par un filtre optique

Remarque :

La technologie WDM est dite dense (DWDM) lorsque l'espacement entre canaux utilisé est égal ou inférieur à 100 GHz. Des systèmes à 50 GHz (0,4 nm) et à 25 GHz (0,2 nm) ont déjà été testés et permettront d'obtenir des centaines de longueurs d'onde, on parlera alors de U-DWDM : Ultra - Dense Wavelength Division Multiplexing.

I.5.2 Composantes des systèmes WDM :

I.5.2.1 Fibre optique :

Le rôle de la fibre est de guider le signal optique en limitant l'atténuation et la dispersion. Elle est constituée de deux matériaux transparents : le cœur, la gaine optique (souvent de la silice ou du plastique transparent) et une gaine de protection en plastique (*Fig.I.7*). Le cœur a un indice de réfraction plus élevé que la gaine. Le guidage s'effectue par réflexion totale à l'interface cœur-gaine optique. [I.4]

Les fibres utilisées en télécommunications sont fabriquées en silice pure (gaine optique) et silice dopée de Germanium (cœur). Le diamètre de la gaine optique est fixé à 125 μm . [I.4]

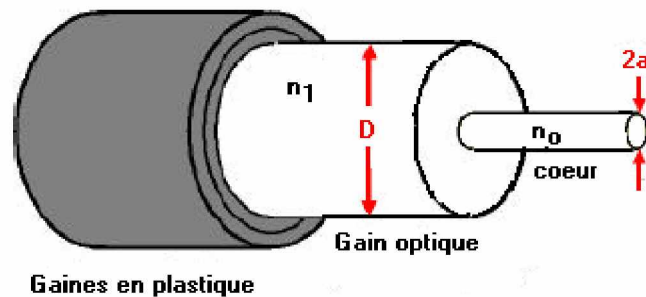


Fig.I.7 : La fibre optique

De façon générale, il y a deux catégories de fibres : la fibre mono-mode et la fibre multi-mode. [I.4]

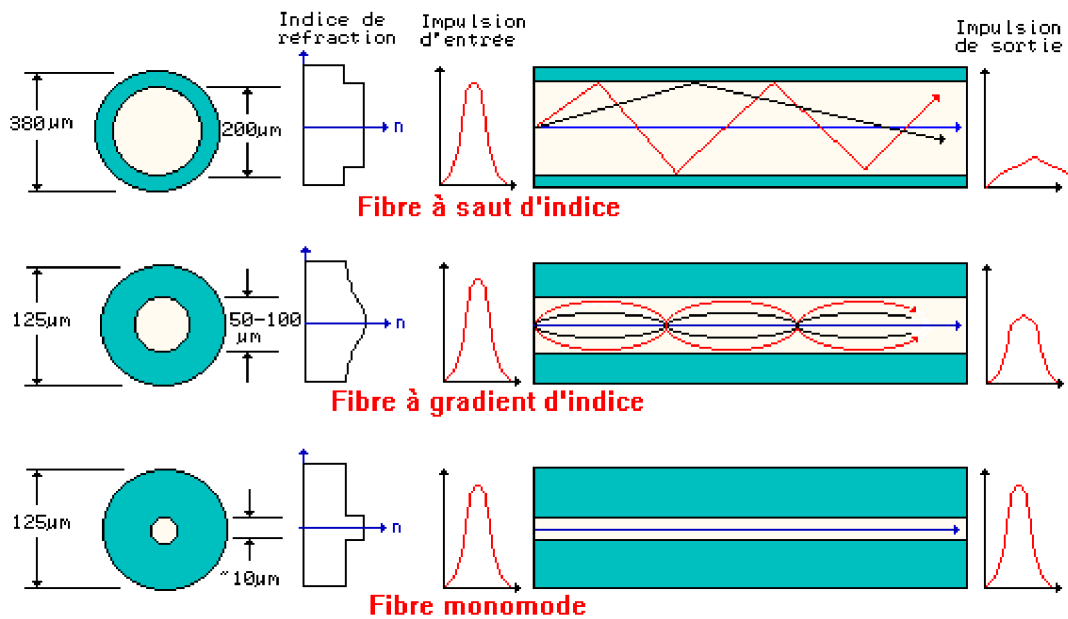


Fig.I.8 : Propagation de la lumière dans les trois types de fibres

Suivant les dimensions et plus précisément le diamètre de chacun de ces éléments on peut définir les deux types de fibre comme suite :

- **Monomode** : Les fibres optiques monomodes ont un cœur de diamètre de l'ordre de quelques μm. L'onde lumineuse n'a qu'un seul mode de propagation possible c-à-d un seul chemin rectiligne est possible pour la lumière. [I.4]
- **Multimode** : Les fibres optiques multimodes ont un cœur de diamètre de l'ordre de quelques dizaines de μm (voire quelques centaines de μm) à quelques millimètres. L'onde lumineuse à plusieurs modes de propagation possibles c-à-d plusieurs chemins sont possibles pour la lumière. [I.4]

- Une fibre optique est dite **à saut d'indice**, si l'indice du cœur est constant en tout point du guide. La propagation de l'onde lumineuse s'effectue de manière rectiligne.

- Une fibre optique est dite **à gradient d'indice**, si l'indice du cœur présente une variation radiale.

Le tableau ci-dessous illustre une comparaison entre ces deux types de fibre [I.4]:

Fibre unimodale	Fibre multimode
Faible dispersion	Forte dispersion
Connexion délicate	Connexion facile
Faible atténuation	Forte atténuation
Hauts débits, longues distances	Réseaux locaux

Tableau.I.1 : Comparaison entre la fibre unimodale et la fibre multimode

I.5.2.2 Amplificateur optique :

Lors du passage de la lumière par un système de transmission à fibre optique, le signal subit des pertes à cause de l'atténuation. Pour pouvoir transmettre des signaux optiques sur des longues distances le signal optique peut être régénéré de deux façons [I.5]:

- le signal optique est converti en signal électrique, celui-ci est amplifié et filtré à l'aide de l'électronique et ensuite il est converti de nouveau en signal optique.
- à l'aide des amplificateurs optiques, pour une régénération optique du signal.

L'amplification du signal en le transformant en signal électrique n'est pas une opération simple parce que, pour les systèmes WDM, il faut d'abord démultiplexer le signal et ensuite chaque longueur d'onde est régénérée individuellement.[I.5]

L'usage des amplificateurs optiques est la meilleure solution à cause des coûts d'installation et d'entretien élevés impliqués par la régénération électronique.

Le meilleur Amplificateur optique qui peut être inséré dans une transmission WDM est l'amplificateur à fibre dopée à l'Erbium AOFDE.

L'AOFDE est le composant optique permettant l'amplification du signal utile, grâce à une source extérieure appelée pompe laser. [I.5]

Le couplage de la pompe et du signal, dans la fibre, se fait à l'aide d'un multiplexeur optique. On ajoute souvent des isolateurs optiques, à l'entrée et la sortie, pour éviter l'ESA contra propagative et toutes autres réflexions de se propager.

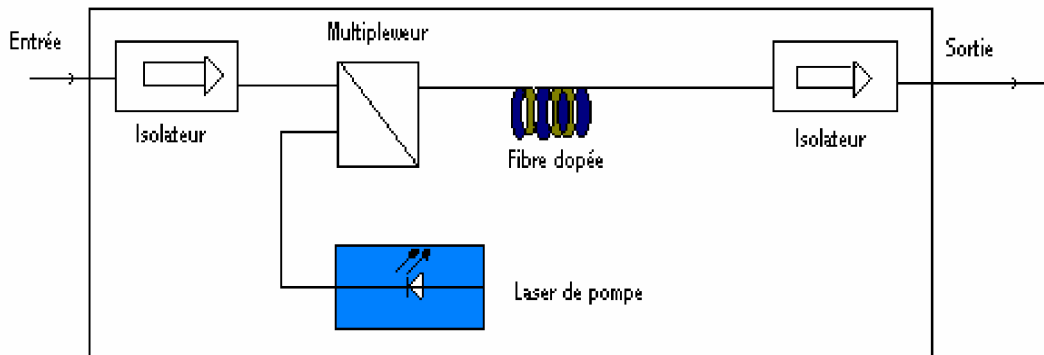


Fig.I.9 : Amplificateur optique

I.5.2.3 Source et Détecteur :

Les sources et les détecteurs sont des composants actifs, connectés aux extrémités des systèmes de transmission. Les sources font la conversion des signaux électriques en signaux optiques. Les détecteurs, à la fin du lien de transmission, transforment les impulsions optiques en signaux électriques.

A. Sources pour les systèmes WDM :

Deux catégories d'émetteurs sont utilisées dans la transmission optique, les DEL et les diodes laser ou les lasers à semi-conducteurs. Les DEL sont des dispositifs relativement lents, à spectre optique relativement large et s'utilisent pour des taux de transmission jusqu'à 1Gb/s, dans des fibres multi-mode. Les lasers à semi-conducteurs ont des propriétés adaptées à la transmission par fibre mono-mode. Deux types de lasers à semi-conducteurs sont utilisés, les lasers Fabry-Pérot et les lasers DFB (distributed feedback). Les systèmes WDM exigent des sources optiques stables, à spectres étroits, capables de supporter des hauts taux de modulation. Des sources lasers à une seule fréquence, couplées à des modulateurs externes à LiNbO_3 offrent une des solutions pour la transmission WDM. Dans ce cas, chaque canal de transmission est muni d'une source particulièrement conçue, à la fréquence du canal. D'autres

types de sources sont utilisées dans les systèmes WDM comme les sources accordables et les sources à impulsions ultra-brèves [I.6]:

laser accordable : ce type de laser est formé par deux lasers, l'un après l'autre, un FP et un DFB. La longueur d'onde peut être réglée, en faisant varier le courant par le segment DFB, I_{DFB} . La variation de la longueur d'onde peut être accomplie en changeant le courant du laser FP. [I.6]

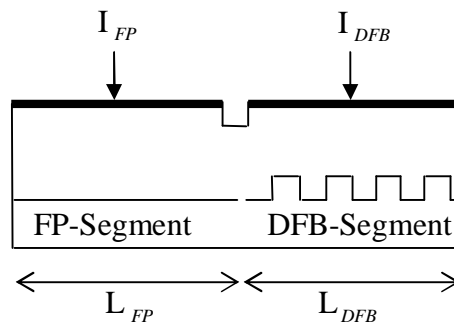


Fig.I.10 : Laser accordable

Source WDM à impulsions ultra-brèves : un laser à impulsions ultra-brèves, émettant des impulsions de 100fs, offre une bande spectrale de 3THz, suffisamment large pour supporter 30 canaux WDM, à un espacement de 100GHz. [I.6]

B. Photodétecteurs :

De façon générale, deux types de détecteurs sont utilisés [I.6]: les photodiodes PIN et les photodiodes à avalanche PDA. La détection se fait en mode photovoltaïque et le InGaAsP est le matériau le plus utilisé dans l'infrarouge autour de 1550nm. Les PDA sont plus performantes en termes de sensibilité, mais leur coût est plus élevé.

I.5.2.3 Multiplexeurs et Démultiplexeurs :

La fonction d'un multiplexeur est de coupler plusieurs signaux, à des longueurs d'onde différentes, dans une seule fibre. Un multiplexeur consiste en plusieurs fibres optiques, transportant des signaux à des longueurs d'onde différentes, couplées dans une seule fibre.

Le démultiplexeur sépare un signal optique contenant plusieurs fréquences en ses composants. Il y a plusieurs types de démultiplexeurs comme les prismes, les réseaux de diffraction et les filtres optiques.

Prismes : les prismes sont utilisées comme éléments dispersifs lors du démultiplexage d'un signal contenant plusieurs fréquences. Les composants du signal incident seront réfractés sur des trajets différents, en fonction de la longueur d'onde. A la sortie du prisme, à l'aide d'une lentille, les faisceaux seront couplés dans des fibres optiques installées dans les points focaux correspondant à leurs longueurs d'onde. [I.7]

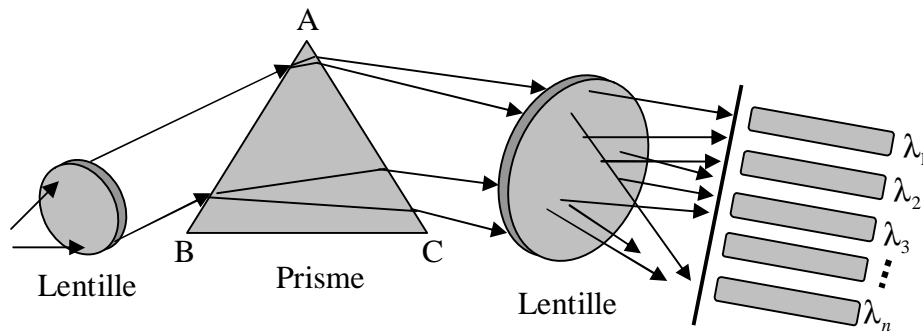


Fig.I.11 : Démultiplexage à prisme

Réseaux de diffraction : à l'incidence d'un faisceau polychromatique de lumière sur un réseau de diffraction, chaque composant sera diffracté dans des directions différentes, selon la longueur d'onde. Les faisceaux émergents seront couplés dans des fibres optiques installées dans le plan focal d'une lentille. [I.7]

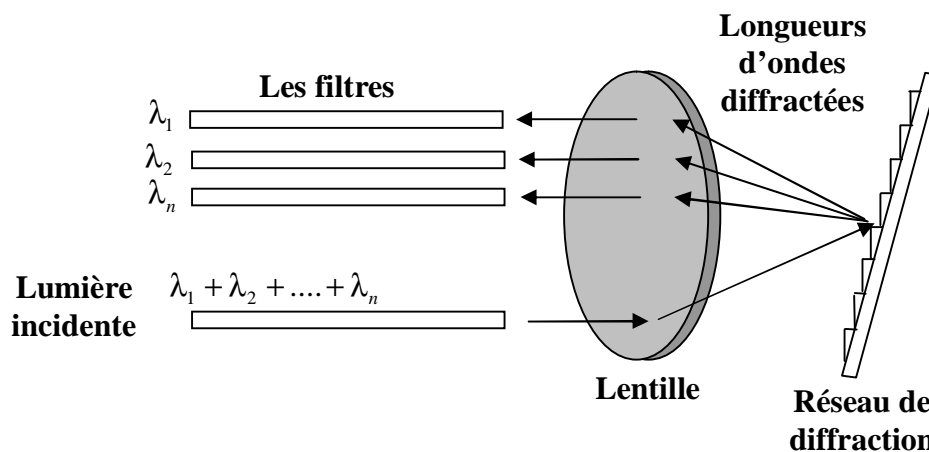


Fig.I.12 : Démultiplexeur à réseau de diffraction

I.6 Les réseaux de télécommunications WDM :

Traditionnellement, les réseaux de communication sont classés en trois catégories en fonction de leur taille [I.8] [I.9] [I.10]:

- Les réseaux mondiaux (WAN pour *World Area Network*) : ils se caractérisent par des transmissions à haute capacité, sur de grandes distances et entre un faible nombre de points d'accès. Ils comprennent notamment les liaisons transocéaniques et privilégient la technologie WDM pour permettre l'acheminement rapide des informations.
- Les réseaux locaux (LAN pour *Local Area Network*) : qui couvrent une zone géographique beaucoup plus réduite comme un campus, une entreprise, et présentent de nombreux points d'accès. Ici, c'est le multiplexage temporel TDM qui domine.
- Les réseaux métropolitains (MAN pour *Metropolitan Area Network*) : qui font la jonction entre les deux types de réseaux précédents. Les deux formes de multiplexage, TDM et WDM, sont utilisées mais le multiplexage en longueur d'onde WDM prend de plus en plus d'importance au vu de l'accroissement de la demande et des nouvelles architectures proposées.

Pour les réseaux WDM, nous nous concentrons uniquement sur les réseaux de haut niveau (WAN et MAN). Dans ce cas, il y a plusieurs types d'architectures qui restent envisageables [I.8] [I.9] [I.10]:

- § Les réseaux fixes où les émetteurs sont reliés à un certain nombre de récepteurs mais aucune modification possible des interconnexions établies.
- § Les réseaux adressés en longueur d'onde, ils cherchent à introduire une plus grande flexibilité au niveau des interconnexions en utilisant la longueur d'onde comme système d'adressage des informations.

I.7 Les différents types de filtre utilisés dans les systèmes WDM :

Les filtres optiques servent à transmettre des bandes spectrales de largeur déterminée dans un spectre continu. Ils sont fondés sur différents types de phénomènes comme par exemple la réflexion, les interférences à ondes multiples, les interférences en lumière polarisée. [I.11]

La caractéristique fondamentale d'un filtre est son facteur de transmission. Soit Φ_0 le flux lumineux incident et Φ le flux transmis par le filtre ; on appelle « facteur de transmission T » le rapport du flux transmis au flux incident [I.11]:

$$T = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (\text{I.1})$$

Naturellement le facteur de transmission T est toujours inférieur à l'unité. Plus T est voisin de 1 et plus le filtre est lumineux.

La caractéristique la plus importante d'un filtre optique est sa transmission spectrale c'est-à-dire la variation de son facteur de transmission en fonction de la longueur d'onde λ .

Les caractéristiques les plus importantes des filtres optiques sont énumérées dans le tableau I.2 :

Symboles	Spécifications
N	Nombre de canaux
$\Delta\lambda$	Plage d'accord (ISL)
$\delta\lambda$	Bande passante à mi-hauteur
Taux d'accord	Plage de déplacement de la longueur d'onde filtré
Taux de réjection	Rapport signal sur bruit (S\B)
λ_0	La longueur d'onde centrale du filtre
τ	Temps de commutation

Tableau I.2 : Les caractéristiques d'un filtre optique

Il y a plusieurs types des filtres optiques qui peuvent être utilisés dans les systèmes WDM. Le tableau ci-dessous montre les caractéristiques de quelques filtres optiques avec leurs performances [I.1]:

Composants	Caractéristiques			
	Accordabilité maximale (en nm)	Bande Passante (en dB)	Pertes (en dB)	vitesse d'accord
Filtre à 3 Mach-Zehnder [I.12]	3.2		19	
Filtre acousto-optiques [I.13]	60	2		<200MHz
Filtre de Bragg [I.14]	<40	<0,7	≈ 1dB	<10KHz
Filtre de Fabry-Pérot [I.15]	<40	<0,7	5dB	<100KHz

Tableau.1.3 : Comparaison des filtres accordables.

I.8 Conclusion :

La technologie WDM dépend du développement des composants photoniques.

La performance des lasers et des dispositifs optoélectroniques permettront la transmission des signaux sur plusieurs longueurs d'onde dans une même fibre optique.

Actuellement, des systèmes commerciaux à 16, 40, 80 et 128 canaux par fibre sont en opération et des systèmes à 200 canaux ont été déjà démontrés. L'espacement entre canaux dans les systèmes à 80 canaux est de 50GHz. La capacité des systèmes de transmission augmentera dès que la technologie permettra un espacement plus réduit entre les canaux.

La plupart des techniques d'accordabilité en longueur d'onde dans les systèmes WDM utilisent deux effets : l'effet électro-optique ou l'effet acousto-optique dans un cristal. Ces techniques reposent sur les propriétés de biréfringence du cristal.

Nous aborderons dans le chapitre II, deux types de filtres chromatiques qui sont les filtres de Solc et de Lyot.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

- [I.1] **Stéphane CALVEZ**, “Laser a fibre pour les télécommunications multiplexées en longueur d’onde” L’U.F.R. des sciences et techniques de l’université de franche comté. FRANCE (2002)
- [I.2] **Pierre Aschieri**, “Introduction au télécommunications optiques”, Note cours optique Université Nice version 12, (2004)
- [I.3] **Andrew TANENBAUM**, “Réseaux, 3^{ème} édition”, Dunod, (juillet 1997)
- [I.4] **Govind P. Agrawal** "Systèmes De Communication Fibre optiques - Deuxième Édition", Wiley, 544 pages, August (1997)
- [I.5] **C. J. Koester et E. A. Snitzer**, “Amplification in a fiber laser”, *Applied Optics*, Vol. 3, N10, pp1182–, (1964)
- [I.6] **Korbl, M et al.**, “A novel tunable DFB/DBR laser with lateral grating for WDM optical communication”, *APS Journals*, P.420 :421 (2001)
- [I.7] **Kosaka, H. et al.**, “Superprism phenomena in photonic crystals : toward microscale lightwave circuits”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol.17, (1999)
- [I.8] **M.S. Goodman, H. Kobrinski, M. Vecchi, R.M. Bulley et JM. Gimlett**, “The LAMBDANET multi-wavelength network : Architecture, applications and demonstrations”, Vol. 8, N6, p995–1004, (1990)
- [I.9] **Irène et Michel Joindot**, “les Télécommunications par fibres optiques”, Dunod (1996)
- [I.10] **Guy Pujolle**, “Les réseaux”, Eyrolles (1995)
- [I.11] **M.Françon**, “Séparation des radiations par les filtres optiques”, Ed. Masson, P.12 :13 (1984)
- [I.12] **Hideaki Okayama and Masato Kawahara**, “Tunable filters whith extended tunability”, *Japanese Journal in Applied Physics* 31 (part 1, N⁰ 513): 1628-1635 (1992)
- [I.13] **Davide A.Smith, Rohini S.Chakrarchy et al**, “Evolution of the acousto-optic wavelength routing swich”, *Journal of lightwave technology* 14(6) : 1005-1019 (1996)
- [I.14] **Herman Van de Stadt and Johan M.Muller**, “Multimirror Fabry-Perot interferometers”, *Journal of Optical Society of America* A2(8) : 1363-1370 (1985)
- [I.15] **K.Hirabayashi, H.Tsuda and T.Kurokawa**, “Narrow-band tunable wavelength selective filters of Fabry-Perot interferometers with liquid crystal intracavity”, *IEEE Photonics Technology Letters* 3 : 741-743 (1991)

CHAPITRE II

ETUDE COMPARATIVE DE QUELQUES FILTRES CHROMATIQUES

II.1 Introduction :

Dans la famille des interféromètres, celui de Fabry et Pérot tient une place très importante.

L'interféromètre de Fabry-Pérot a été inventé à l'Université de Marseille au début du siècle (par les physiciens Charles Fabry et Alfred Perot), il est maintenant universellement utilisé dans les laboratoires de Physique et sur de nombreux télescopes dans le monde. [II.1]

Les filtres interférentiels à ondes multiples du type Fabry-Pérot se sont développés considérablement depuis le progrès effectués dans la technique des couches minces par évaporation dans le vide.

Les filtres biréfringents utilisant la lumière polarisée ont été développés à l'origine pour des études astronomiques. Ils trouvent maintenant des applications nouvelles dans d'autres domaines comme par exemple dans les télécommunications optiques et en recherche spatiale.

Le premier filtre monochromatique biréfringent a été réalisé par Lyot en 1933. [II.1]

Après les travaux de Lyot, Öhman et Evans, un nouveau type de filtre biréfringent a été mis au point par Ivan Sölc en 1953. [II.1]

II.2 Interférences à ondes multiples Interféromètre de Fabry-Pérot :

II.2.1 La théorie :

Considérons deux lames à faces planes identiques dont les faces en regard AB et A'B' sont bien parallèles (*fig.II.1*). Une lame d'air d'épaisseur e sépare les deux faces AB et A'B'. Les faces AB et A'B' sont semi-réfléchissantes, leur facteur de transmission est T et leur facteur de réflexion air-couche AB (ou A'B') est R. [II.1]

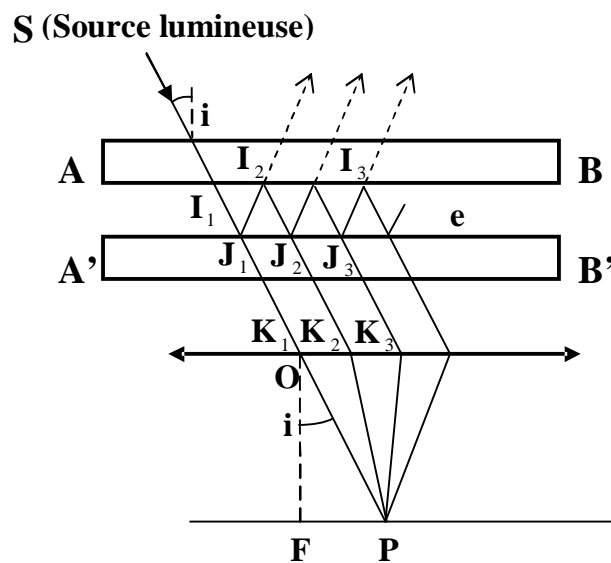


Fig.II.1 : Interférences à ondes multiples.

Un rayon incident tel que SI_1 provenant d'une source étendue et monochromatique donne naissance en J_1 à un rayon réfléchi J_1I_2 et un rayon transmis J_1K_1 . Les deux faces AB et A'B' étant semi-réfléchissantes, le rayon J_1I_2 donne après réflexion en I_2 , un rayon réfléchi J_2I_3 et un rayon transmis J_2K_2 .

On observe toute une série de rayons réfléchis entre les faces AB et A'B'. Tous ces rayons donnent les rayons transmis J_1K_1, J_2K_2, J_3K_3 , etc. Nous considérons ici les rayons transmis par les deux lames et pas les rayons réfléchis indiqués en pointillé et qui reviennent vers la source lumineuse.

Les rayons transmis J_1K_1, J_2K_2, \dots sont parallèles et ils se rassemblent tous en un point P du plan focal d'une lentille placée après les lames.

La différence de marche Δ en P entre deux rayons consécutifs tels que J_1K_1 et J_2K_2 est égale à :

$$\Delta = 2e \cdot \cos i \quad (\text{II.1})$$

Où : $e = n \cdot L$

i : est l'angle d'incidence des rayons J_1K_1, J_2K_2 .

L : l'épaisseur entre les deux lames AB et A'B'.

n : l'indice entre lames.

Cette différence de marche est la même pour deux rayons consécutifs quels qu'ils soient. Par suite des interférences en P des rayons $J_1K_1, J_2K_2, J_3K_3, \dots$ on obtient l'amplitude résultante en faisant la somme des amplitudes en tenant compte des différences de marche. A partir de l'amplitude résultante, on obtient l'intensité lumineuse I en P. Elle est donnée par la formule d'Airy [II.1]:

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2(2\pi e \cdot \cos i / \lambda)} \quad (\text{II.2})$$

Où I_0 est une constante qui fait intervenir les caractéristiques T et R des faces AB ou A'B' et (λ) la longueur d'onde de la lumière émise par la source lumineuse.

La formule (II.2) montre que si e ($e = n \cdot L$) est très petit, les variations de I en fonction de i sont lentes.

Nous avons considéré un rayon SI_1 provenant d'un point quelconque de la source monochromatique. Pour un autre point de la source un rayon incident entrant dans les lames sous la même incidence i donne exactement le même phénomène que le rayon considéré

précédemment. Ceci veut dire que l'intensité en P est la même quelle que soit l'étendue de la source. Le phénomène d'interférence reste donc parfaitement net. L'ensemble des lames semi-réfléchissantes AB, A'B' constitue un interféromètre Fabry-Pérot. L'appellation « interféromètre » est généralement utilisée lorsque l'on fait varier e tout en gardant le parallélisme des lames AB et A'B'. Si on ne modifie pas l'écartement des lames, on dit plutôt « étalon Fabry-Pérot ».

II.2.2 Spectre de Transmission du filtre de Fabry-Pérot :

Étudions la transmission spectrale d'un étalon Fabry-Pérot (l'épaisseur L est gardée constante) en incidence normale c-à-d étudions les variations de l'intensité I lorsque la longueur d'onde varie. Les maximums de l'intensité I sont obtenus pour $\lambda = \frac{2Lc}{p}$ où p est un entier.

Prenons par exemple une épaisseur $L = 0,775\mu\text{m}$; les longueurs d'onde transmises dans le spectre visible sont : $\lambda_1=1292\text{ nm}$ $\lambda_2=1409\text{ nm}$ $\lambda_3=1550\text{ nm}$.

La répartition d'intensité va dépendre du facteur de réflexion en énergie R des lames.

La figure II.2 indique la répartition de l'intensité normalisée en fonction de la longueur d'onde λ pour diverses valeurs de R.

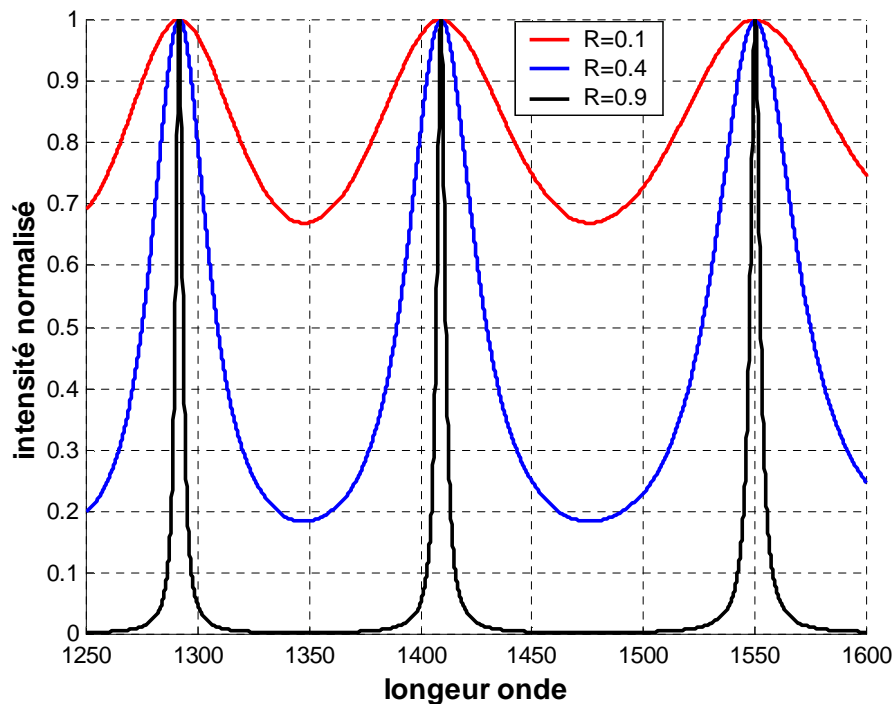


Fig.II.2 : Spectre d'une source monochromatique d'un étalon Fabry Pérot (cavité $0,775\mu\text{m}$)

Le spectre de transmission du résonateur (pour $R_1=R_2=0.99$) est représenté sur la *figure II.3*. Il est formé par une série de pics étroits correspondant aux différents ordres de résonance. Les principaux paramètres liés à la fonction de filtrage du résonateur sont présentés : la longueur d'onde de résonance λ_{Rm} , le maximum de transmission I_{max} , la largeur à mi hauteur $\Delta\lambda$, et l'Intervalle Spectral Libre (ISL) qui correspond à l'écart spectral entre deux résonances successives.

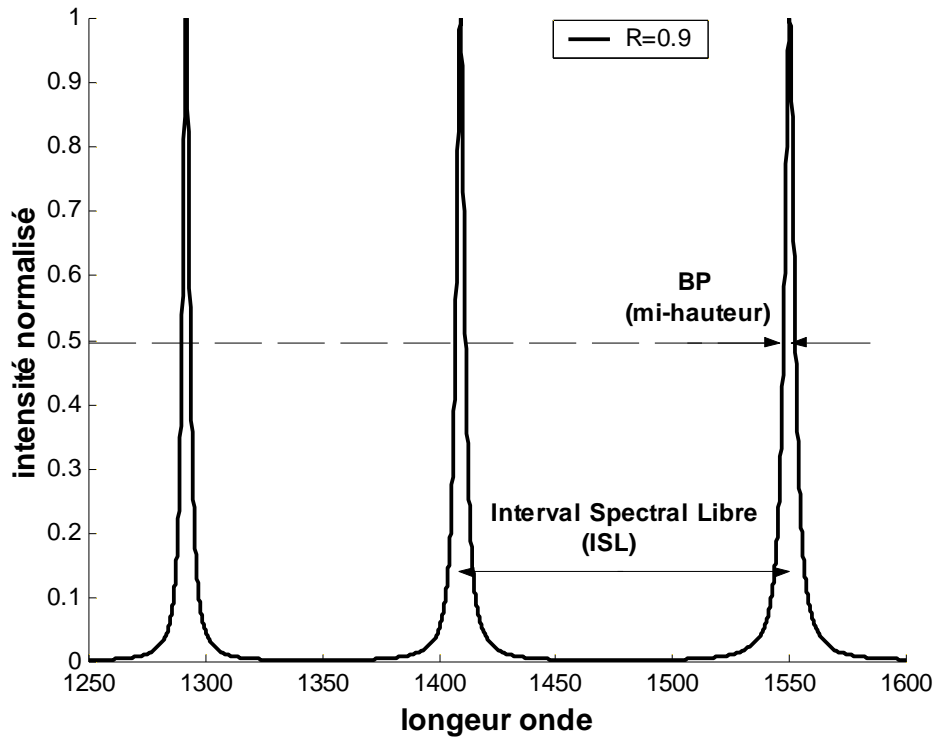


Fig.II.3 : Paramètres d'un spectre de transmission

II.2.3 Caractéristique du filtre Fabry-Pérot

§ Bande Passante (BP) :

C'est la largeur à mi-hauteur du pic de transmission [II.2] :

$$\delta\lambda_f = \pi \cdot \frac{\sqrt{R}}{1-R} \cdot \frac{\lambda^2}{2.L.n} \quad (II.3)$$

Avec :

R : le coefficient de réflexion.

λ : longueur d'onde

L : longueur de la cavité.

n : l'indice de réfraction.

R : coefficient de réflexion des deux miroirs.

§ Intervalle Spectral Libre (ISL) :

L'intervalle spectral libre d'un Fabry Pérot est donné par [II.2]:

$$\Delta\lambda_f = \frac{\lambda^2}{\delta'} = \frac{\lambda^2}{2.L.n} \quad (\text{II.4})$$

Avec δ' : le double de l'épaisseur optique ($\delta = L.n$) de la cavité.

§ Finesse :

La finesse du filtre Fabry-Pérot est donnée par [II.2] :

$$F_f = \frac{\Delta\lambda_f}{\delta\lambda_f} \quad (\text{II.5})$$

On peut la définir comme le rapport de l'intervalle spectral libre (ISL) sur la bande passante à mi-hauteur (BP).

Ou bien :

$$F_f = \pi \cdot \frac{\sqrt{R}}{1-R} \quad (\text{II.6})$$

§ Accordabilité :

Pour accorder la cavité de FP nous modifierons son épaisseur optique par un changement de son épaisseur optique par des modifications de l'indice utilisant pour exemple l'effet électro-optique dans les cristaux. Cela est obtenu en appliquant des tensions électriques de valeur très précise sur de petites cales piézo-électriques collées entre les lames. On utilise, en effet, un substrat électro-optique dont les indices varient en fonction du champ électrique qu'on lui applique.

Pour modifier la longueur d'onde d'accord λ_0 , il est nécessaire de faire varier δ' [II.2]:

$$\frac{d\lambda_0}{\lambda_0} = \frac{d\delta'}{\delta'} \quad (\text{II.7})$$

En exprimant les variations $d\delta'$ en fonction des variations d'indice dn ($d\delta' = 2.L.dn$) et en introduisant la bande passante $[\delta\lambda = \lambda^2/(\delta'.F)]$ dans l'expression (II.7), la bande d'Accordabilité s'exprimera par :

$$d\lambda_0 = 2.L.\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}.dn \quad (\text{II.8})$$

II.3 Filtres Biréfringents :

II.3.1 Rappel des phénomènes fondamentaux concernant la lumière polarisée et les milieux biréfringents :

II.3.1.1 Généralités :

- Un faisceau de lumière parallèle peut être considéré comme la propagation d'une onde électromagnétique caractérisée par un plan d'onde perpendiculaire à la direction de propagation : ce plan (Π) contient le vecteur lumineux ou vecteur de Fresnel \vec{E} . [II.3]

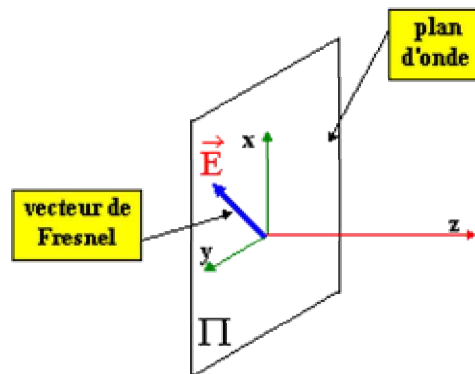


Fig.II.4 : Principe d'un faisceau de lumière parallèle

- **La lumière naturelle** : est caractérisée par un vecteur lumineux vibrant dans toutes les directions dans le plan d'onde.[II.3]
- **Un polariseur** : est un système optique qui, attaqué par une lumière naturelle, fournit à la sortie une onde vibrant dans une direction donnée qui coïncide avec l'intersection du plan d'onde avec le plan du polariseur ; on obtient une onde polarisée rectilignement. [II.3]
- **Un analyseur** : est analogue à un polariseur. [II.3]

- Loi de MALUS [II.3] [II.4]:

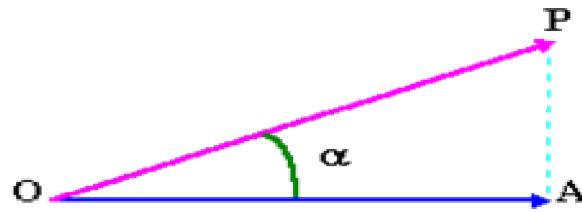


Fig.II.5 : Loi de Malus

- Si **OP** un vecteur lumineux provenant du polariseur, et arrivant sur l'analyseur, après traversée de celui-ci, on dispose, dans la direction de polarisation de l'analyseur, de

$$OA = OP \cos \alpha.$$

- L'intensité émergente est :

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad \text{avec:} \quad I_0 : \text{intensité incidente.}$$

II.3.1.2 Notions d'optique cristalline :

a. La biréfringence :

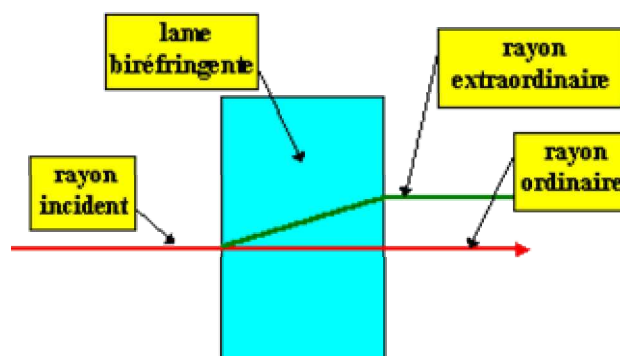


Fig.II.6 : Principe de la biréfringence

- La biréfringence de certains cristaux est un phénomène de double réfraction qui se traduit par la création de deux rayons transmis, un rayon ordinaire et un rayon extraordinaire à partir d'un seul rayon incident. [II.3] [II.4]
- Le rayon ordinaire obéit aux lois de Descartes tandis que l'autre ne le fait pas : ils sont polarisés à angle droit et se propagent, dans le cristal, avec des vitesses de phase différentes (deux indices différents).

b. Les lignes neutres :

- Les lignes neutres sont les positions de deux plans perpendiculaires à la lame qui laissent passer la vibration sans l'altérer (pour cette direction particulière la lame se comporte comme un milieu ayant un indice unique) et auxquels correspondent deux indices différents.

c. Différences de marche et de phase :

- Soient Ox et Oy les lignes neutres de la lame affectés des indices n_x et n_y et une lumière monochromatique polarisée rectilignement (OP) arrivant sur la lame sous un angle α par rapport à Ox. [II.4]

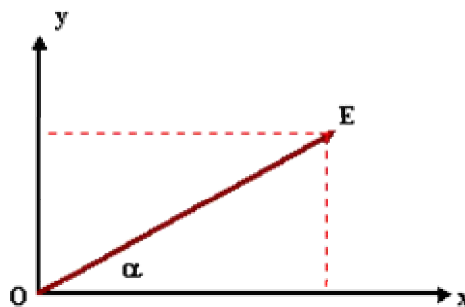


Fig.II.7: Principe de lumière polarisée rectilignement

$$x(t) = E \cos \alpha$$

$$y(t) = E \sin \alpha$$

$$\text{avec : } E = E_0 \cos \omega t$$

- ces deux composantes $x(t)$ et $y(t)$, en phase à l'entrée, ne le sont plus à la sortie car les chemins optiques différent de : $\delta = \mathbf{e}(\mathbf{n}_x - \mathbf{n}_y)$, correspondant à un déphasage de : $\varphi = 2\pi\delta / \lambda = 2\pi \mathbf{e}(\mathbf{n}_x - \mathbf{n}_y) / \lambda$
- à la sortie de la lame on a les composantes suivantes :
 $x' = E_0 \cos \alpha \cos \omega t$ et $y' = E_0 \sin \alpha \cos (\omega t - \varphi)$; $y' = f(x')$ est une ellipse dans le cas général.
- l'onde résultante est une vibration elliptique dont l'intensité est :

$$\mathbf{I} = E_0^2 \cos^2 \alpha + E_0^2 \sin^2 \alpha + 2E_0^2 \cos \alpha \sin \alpha \cos \varphi$$

C'est l'intensité de la vibration émergente si on néglige les pertes dans la lame.

d. Cas particuliers :

- La lame est dite onde si : $\delta = \mathbf{k} \lambda$; la vibration émergente est rectiligne et identique à la vibration incidente.
- La lame est dite demi-onde si : $\delta = (2\mathbf{k}+1)\lambda/2$; la vibration émergente est alors rectiligne et symétrique de la vibration incidente par rapport aux lignes neutres.
- La lame est dite quart-onde si : $\delta = (2\mathbf{k}+1)\lambda/4$; la vibration émergente est elliptique et les lignes neutres coïncident alors avec les axes de l'ellipse. La polarisation est circulaire si $\alpha = \pi/4$.

II.3.1.3 Les différents états de polarisations :

Afin d'introduire les états de polarisation les plus courants, choisissons d'orienter ces deux plans de polarisation selon x et y et appelons E_x et E_y ces deux ondes (que l'on peut dès lors voir comme les composantes de l'onde résultante $E = E_x + E_y$). Supposons encore que la propagation des deux ondes se fait selon z .

Les deux ondes s'écrivent alors, de manière tout à fait générale [II.4] [II.5]:

$$E_x(z,t) = A \cos(\omega t - kz + \varphi_x) \quad (\text{II.9.a})$$

$$E_y(z,t) = B \cos(\omega t - kz + \varphi_y) \quad (\text{II.9.b})$$

On parle alors d'une onde avec *polarisation elliptique*.

La forme de cette ellipse dans le plan x - y est obtenue en éliminant la dépendance directe en $kz - \omega t$ des équations II.9. On obtient l'équation d'une ellipse :

$$\left(\frac{E_x}{A}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{B}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x}{A}\right)\left(\frac{E_y}{B}\right).\cos(\delta) = \sin^2 \delta \quad \text{avec } \delta = \varphi_y - \varphi_x \quad (\text{II.10})$$

Afin de pouvoir connaître les paramètres principaux de l'ellipse, il est pratique de se placer dans le référentiel x-y, où x et y sont alignés avec les axes principaux de l'ellipse. [II.4]

[II.5]

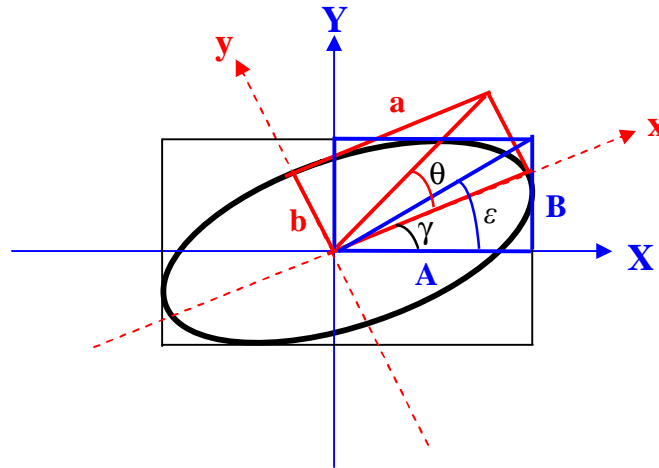


Fig.II.8 : Les paramètres principaux de l'ellipse

Dans ce référentiel, les deux ondes E_x et E_y deviennent les ondes E_x et E_y et ont la forme

Suivante [II.5]:

$$E_x = a \cos(\omega t + \varphi) \quad (\text{II.11.a})$$

$$E_y = b \sin(\omega t + \varphi) \quad (\text{II.11.b})$$

d'où la forme habituelle de l'équation d'une ellipse:

$$\frac{E_x^2}{a^2} + \frac{E_y^2}{b^2} = 1 \quad (\text{II.12})$$

Note: On peut montrer le lien suivant entre l'intensité I de la lumière, le champ électrique E et les coefficients A , B , a et b :

$$I^2 \propto A^2 + B^2 = a^2 + b^2 = \left| \vec{E} \right|^2$$

Les paramètres principaux que l'on aimerait connaître sont:

- L'angle d'inclinaison γ
- l'ellipticité
- le sens de rotation du vecteur \vec{E}

1) **L'angle d'inclinaison γ** : est l'angle entre l'axe principal majeur (X) et l'axe x. Il dépend de la différence de phase δ par l'équation [II.5] :

$$\tan(2\gamma) = \frac{2AB}{A^2 - B^2} \cos(\delta)$$

2) **L'ellipticité** : est caractérisée par le rapport entre les deux axes principaux a et b. Elle est décrite par un angle θ défini par [II.5]:

$$\tan \theta = \pm \frac{b}{a} \quad \text{avec} \quad -\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$$

3) **le sens de la rotation** : le sens de la rotation du vecteur \vec{E} dépend du signe de θ [II.4][II.5]:

- Les valeurs positives de θ correspondent au cas où le vecteur champ parcourt l'ellipse dans le sens des aiguilles d'une montre, si on regarde vers la source lumineuse (polarisation droite). Pour ce cas, la différence de phase δ se situe entre 0 et π .
- Les valeurs négatives de θ correspondent à un parcours dans le sens contraire des aiguilles d'une montre (polarisation gauche, $\pi < \delta < 2\pi$).

La forme de l'ellipse et le sens de rotation du vecteur champ en fonction des paramètres cartésiens δ, ϵ (ou elliptiques θ, γ) sont indiqués dans la Fig.II.9.

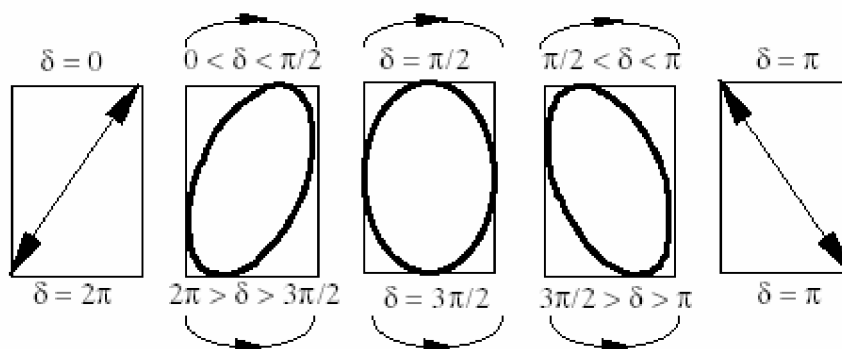


Fig.II.9 : L'état de polarisation et le sens dans lequel l'ellipsoïde est parcourue dépend de la différence de phase δ .

Décrivons, à partir de ces paramètres, quelques états de polarisation:

- Pour les cas $\delta = m \cdot (2\pi)$ et $\delta = (m + 1/2) \cdot 2\pi$, avec $m = 0, 1, 2$, l'état elliptique de la polarisation

de l'onde dégénère en deux *états linéaires*.

- Au cas où les amplitudes des champs sont les mêmes dans les deux directions, c'est-à-dire $A = B$ ou $\epsilon = \pi/4$, on observe [II.5]:

– pour $\delta = \pi/2$ une onde dite *polarisée circulairement droite* qui est représenté dans la *fig.II.10* :

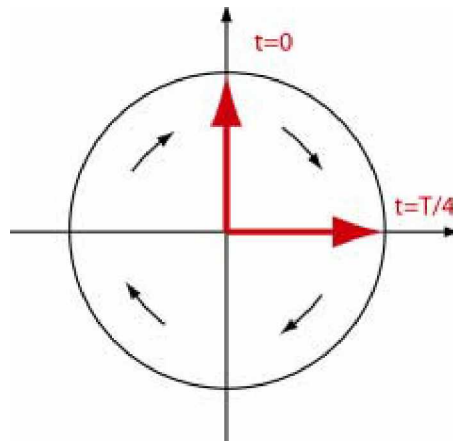


fig.II.10 : Polarisation circulairement droite

– pour $\delta = -\pi/2$, une onde dite *polarisée circulairement gauche* comme le montre la *fig.II.11* :

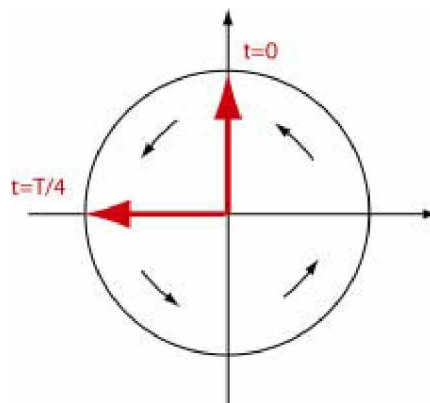


fig.II.11 : Polarisation circulairement gauche

- Dans les autres cas, la polarisation est dite *elliptique* :

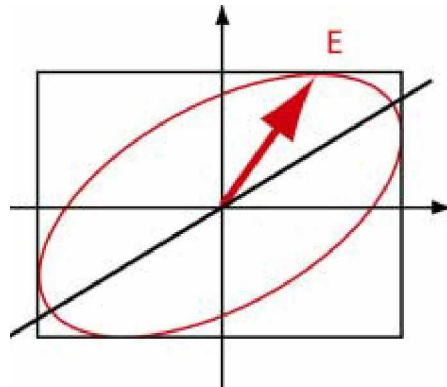


fig.II.12 : Polarisation elliptique

II.3.2 FILTRE DE LYOT:

II.3.2.1 Définition :

Le filtre de LYOT est constitué d'un empilement de n étages biréfringents introduisant des différences de marche en progression géométrique à mesure que l'on progresse dans la structure et dont les axes propres parallèles entre eux, sont normaux au sens de propagation de la lumière. Entre chaque étage ainsi qu'à l'entrée et à la sortie du dispositif, se trouvent des polariseurs ayant leur axe orienté à 45° des axes neutres des étages. [II.6] [II.7]

II.3.2.2 Représentation matricielle de Jones :

Le filtre de Lyot fonctionne par affinement successif de la bande passante (BP).

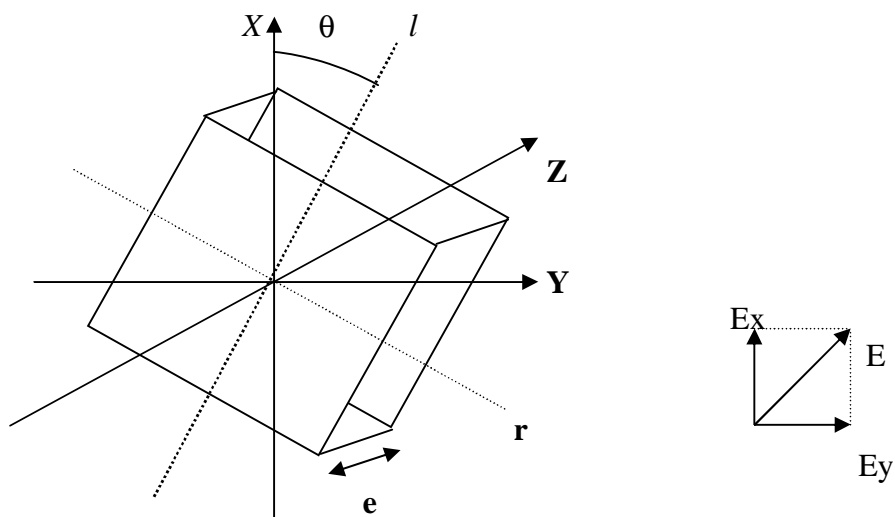


Fig.II.13 : lame biréfringente avec l'angle d'azimut θ

Suivant le formalisme de JONES, pour la lame biréfringente de la *Figure II.13*, trois étapes sont à considérer [II.6] :

Ø **Première étape** : une onde lumineuse de propagation Z incidente sur le cristal se décompose en deux ondes de polarisation orthogonales suivant les axes principaux X Y :

$$E = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}.$$

Ø **Deuxième étape** : décomposition de l'onde en une combinaison linéaire sur les axes « lent » (l) et « rapide » (r) par une transformation d'axe dans un nouveau repère tourné d'un angle θ par rapport au système d'axes initial :

$$E_T = \begin{bmatrix} E_l \\ E_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = R(\theta) \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (\text{II.13})$$

Ø **Troisième étape** : décomposition de l'onde en une onde lente (l') et une onde rapide (r') introduisant le retard entre les deux ondes avec [II.6]:

$$\Delta\rho = \frac{2 \cdot \pi \cdot (\delta n) \cdot e}{\lambda} : \text{Déphasage relatif.}$$

$$\Gamma = \frac{\pi(n_l + n_r) \cdot e}{\lambda} : \text{déphasage absolu en valeur moyenne.}$$

Donc :

$$E_T = \begin{bmatrix} E_l \\ E_r \end{bmatrix} = \exp(-j\Gamma) \begin{bmatrix} \exp(\frac{-j\Delta\rho}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(\frac{j\Delta\rho}{2}) \end{bmatrix} = W_0(\Delta\rho) \begin{bmatrix} E_l \\ E_r \end{bmatrix} \quad (\text{II.14})$$

à la sortie du cristal, l'onde est de nouveau exprimée dans le repère initial X,Y par :

$$\begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_l \\ E_r \end{bmatrix} = R(-\theta) \cdot \begin{bmatrix} E_l \\ E_r \end{bmatrix} \quad (\text{II.15})$$

La transformation complète à travers le cristal s'écrit donc [II.7]:

$$\begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} = R(-\theta) \cdot W_0(\Delta\rho) \cdot R(\theta) \cdot \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} = W \cdot \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} \quad (\text{II.16})$$

$$\begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} = W \cdot \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} \quad \text{c'est pour une lame biréfringente.}$$

Pour ce formalisme, on peut introduire la matrice de JONES de certaines composantes comme :

- La matrice de rotation [II.7] :

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \quad (\text{II.17.a})$$

$$R(-\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \quad (\text{II.17.b})$$

- Polariseur suivant X et Y [II.7] :

$$P_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad P_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.18})$$

- Une lame [7]:

$$W = R(-\theta) \cdot W_0 \cdot R(\theta) \quad \text{avec} \quad W_0 = \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{-j\Delta\rho}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{j\Delta\rho}{2}\right) \end{bmatrix} \quad (\text{II.19})$$

et $\Delta\rho = \frac{2\pi \cdot \delta n \cdot e}{\lambda}$

- Pour une lame demi-onde : $\Delta\rho = \pi$

$$W_0 = \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{-j\pi}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{j\pi}{2}\right) \end{bmatrix} \quad (\text{II.20})$$

- Pour une lame quart-d'onde : $\Delta\rho = \frac{\pi}{2}$

$$W_0 = \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{-j\pi}{4}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{j\pi}{4}\right) \end{bmatrix} \quad (\text{II.21})$$

II.3.2.3 Les caractéristiques du filtre de Lyot :

§ Bande Passante (BP) :

Avec n lames entre polariseurs parallèles la bande passante à mi-hauteur est donnée avec une bonne approximation par la formule [II.7]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2^n (n_o - n_e) e} \quad (\text{II.22})$$

Avec :

λ : longueur d'onde.
 $n_o - n_e = \Delta n$: biréfringence.
 e : épaisseur.
 n : nombre de lames.

§ Intervalle Spectral Libre (ISL) :

L'intervalle spectral libre (ISL) s'exprime par [II.7] :

$$\text{ISL} = \frac{\lambda^2}{(n_o - n_e) e} \quad (\text{II.23})$$

§ Finesse :

La finesse de ce filtre est donnée par [II.7]:

$$F_L = 2^{n-1} \quad (\text{II.24})$$

avec, n : le nombre d'étage.

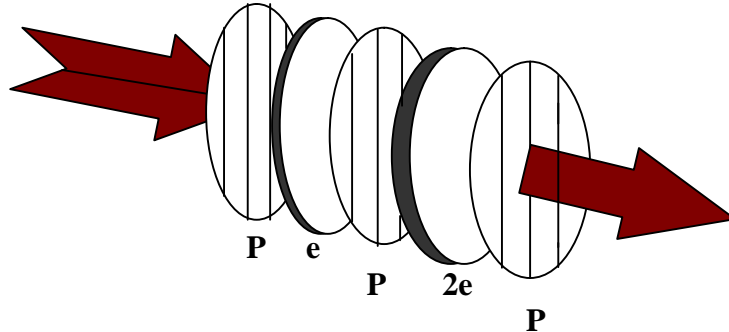
§ Accordabilité :

Pour l'accordabilité du filtre de Lyot, il ne peut être accordé que par la modification uniforme de la différence de marche ($\delta = e \cdot \Delta n$) introduite par toutes les lames qui le constituent. Donc l'expression d'accordabilité est donnée par [II.6] [II.7]:

$$\frac{d\lambda_0}{\lambda_0} = \frac{d(e \cdot \Delta n)}{e \cdot \Delta n} \quad (\text{II.25})$$

II.3.2.4 Transmittance d'un filtre de Lyot à 2 et 4 étages :

A. Filtre de Lyot à 2 étages :



FigII.14 : Filtre de Lyot à 2 Lames (e) et (2e).

On vas représenter le formalisme de JONES de ce filtre qui se compose de 2 lames :

si $M^{(K)}$ est la matrice de JONES de la lame d'ordre K et P celle d'un polariseur, la matrice de JONES M s'exprime par :

$$M = P \cdot M^{(N)} \cdot P \cdot \dots \cdot P \cdot M^{(2)} \cdot P \cdot M^{(1)} \cdot P = \prod_{K=1}^N P \cdot M^{(K)} \cdot P \quad (II.26)$$

Pour notre 1^{er} cas on a deux lames donc :

$$\vec{J}_e = P_Y \cdot A_{2e} \cdot P_Y \cdot A_e \cdot \vec{J}_i \quad (II.27)$$

avec :

$$P_Y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad A_e = R(-\theta) \cdot W_0(\Delta\rho) \cdot R(\theta) \quad (II.28)$$

$$A_e = R(-45') \cdot \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{-j\Delta\rho}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{j\Delta\rho}{2}\right) \end{bmatrix} \cdot R(45') \quad (II.29)$$

On a donc :

$$\vec{J}_1 = P_Y \cdot A_{2e} \quad . \quad (\text{II.30})$$

$$\Rightarrow \vec{J}_1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \\ -\frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{-2j\pi\delta n.e}{\lambda}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{2j\pi\delta n.e}{\lambda}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{II.31})$$

$$\vec{J}_2 = P_Y \cdot A_e \quad . \quad (\text{II.32})$$

$$\Rightarrow \vec{J}_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \\ -\frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{-j\pi\delta n.e}{\lambda}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{j\pi\delta n.e}{\lambda}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{II.33})$$

$$\vec{J}_T = \vec{J}_1 \cdot \vec{J}_2 \cdot \vec{J}_i \quad \text{avec} \quad \vec{J}_i = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.34})$$

donc :

$$\vec{J}_T = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} 0 \\ \cos\frac{2\pi}{\lambda}\delta ne \cdot \cos\frac{\pi}{\lambda}\delta ne \end{bmatrix} \quad (\text{II.35})$$

en fin :

$$I_t = I_0 \cdot \cos^2\left(\frac{2\pi}{\lambda}\delta ne\right) \cos^2\left(\frac{\pi}{\lambda}\delta ne\right)$$

$$I_t = I_0 \cos^2\left(\frac{\Delta\rho}{2}\right) \cos^2(\Delta\rho). \quad (\text{II.36})$$

Donc on va représenter cette fonction de transmission I_t de ce filtre en fonction de la

longueur d'onde λ :

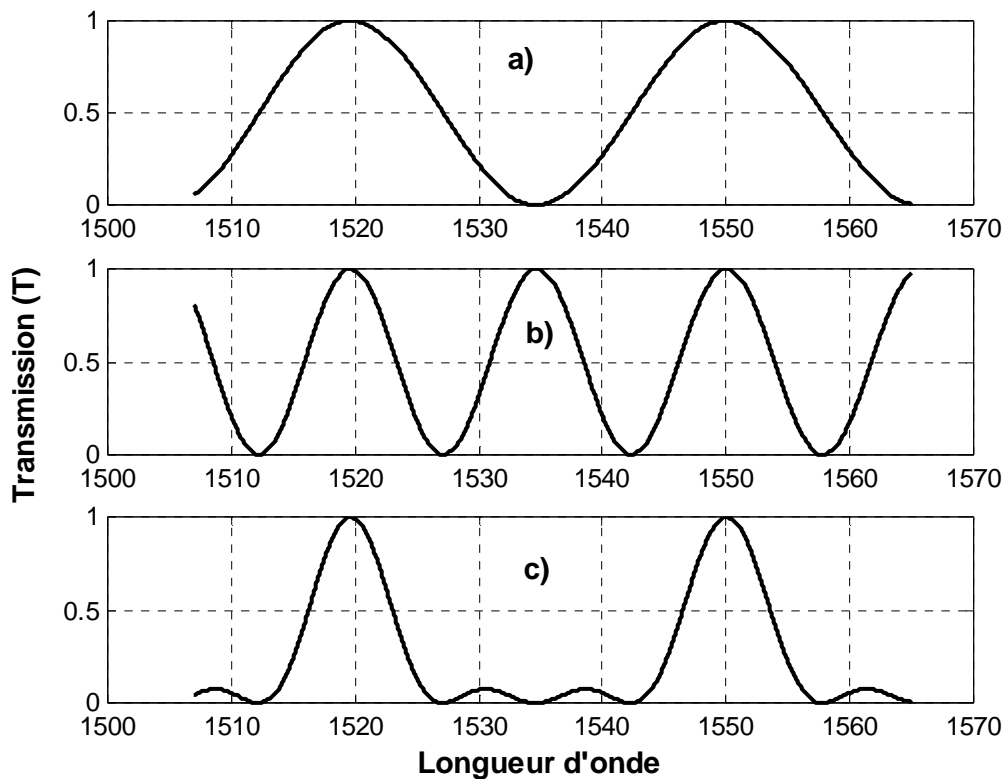


Fig.II.15 : Courbes spectrales des lames. a) lame d'épaisseur e , b) lame d'épaisseur $2e$, c) courbe spectrale des deux lames en série entre polariseurs parallèles.

Considérons une lame de quartz parallèle à l'axe d'épaisseur e entre polariseurs parallèles qui donne deux cannelures brillantes dont les longueurs d'ondes sont $\lambda_1=1519\text{nm}$ et $\lambda_2=1550\text{nm}$ (figII.15.a). Plaçons à la suite de cette première lame une deuxième lame d'épaisseur double $2e$. L'ensemble de ces deux lames est entre polariseurs parallèles P_1 , P_2 et P_3 comme le montre la Fig.II.14 . Le spectre de la lame d'épaisseur $2e$ est représenté par la figure (Fig.II.15.b). Deux de ses maximums coïncident avec ceux de la lame e pour les deux longueurs d'ondes $\lambda_1=1519\text{nm}$ et $\lambda_2=1550\text{nm}$. Les maximums de la lame $2e$ sont deux fois plus rapprochés que ceux de la lame e .

La courbe c de la Figure.II.15 montre le spectre de l'ensemble des deux lames de la FigII.14. La courbe c est obtenue en faisant le produit des ordonnées des courbes a et b. C'est le produit des facteurs de transmission des deux lames. On peut voir sur la figure 4 comment le produit des ordonnées amincit les bandes passantes autour de λ_1 et λ_2 .

B. Filtre de Lyot à 4 étages :

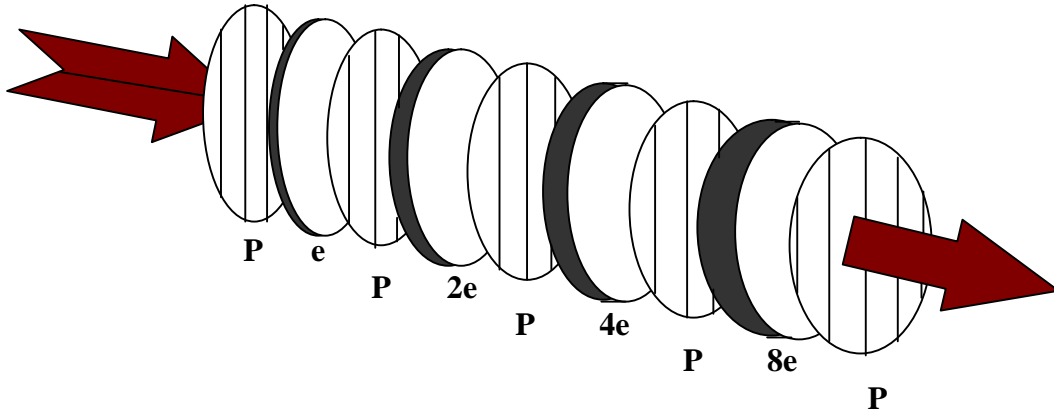


Fig.II.16 : Filtre de Lyot à 4 Lames (e), ($2e$), ($4e$) et ($8e$).

C'est le même principe qu'un filtre de Lyot à deux lames, On va donc représenter le formalisme de JONES de ce filtre qui se compose de 4 lames par :

$$\vec{J}_e = P_Y \cdot A_{8e} \cdot P_Y \cdot A_{4e} \cdot P_Y \cdot A_{2e} \cdot P_Y \cdot A_e \cdot \vec{J}_i \quad (\text{II.37})$$

avec :

$$P_Y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad A_e = R(-45') \cdot \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{-j\Delta\rho}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{j\Delta\rho}{2}\right) \end{bmatrix} \cdot R(45') \quad (\text{II.38})$$

$$\text{avec : } \Delta\rho = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta n \cdot e$$

donc on a :

$$\vec{J}_1 = P_Y \cdot A_{8e} \quad . \quad (\text{II.39})$$

$$\Rightarrow \vec{J}_1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \\ -\frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{-8j\pi\delta n.e}{\lambda}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{8j\pi\delta n.e}{\lambda}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & -\frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{II.40})$$

$$\vec{J}_2 = P_Y \cdot A_{4e} \quad . \quad (\text{II.41})$$

$$\Rightarrow \vec{J}_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \\ -\frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{-4j\pi\delta n.e}{\lambda}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{4j\pi\delta n.e}{\lambda}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & -\frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{II.42})$$

$$\vec{J}_3 = A_P \cdot A_{2e} \quad . \quad (\text{II.43})$$

$$\Rightarrow \vec{J}_3 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \\ -\frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{-2j\pi\delta n.e}{\lambda}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{2j\pi\delta n.e}{\lambda}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & -\frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{II.44})$$

$$\vec{J}_4 = P_Y \cdot A_e \quad . \quad (\text{II.45})$$

$$\Rightarrow \vec{J}_4 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \\ -\frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \exp\left(\frac{-j\pi\delta n.e}{\lambda}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\frac{j\pi\delta n.e}{\lambda}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\sqrt{2}}{2} & -\frac{\sqrt{2}}{2} \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{II.46})$$

$$\vec{J}_T = \vec{J}_1 \cdot \vec{J}_2 \cdot \vec{J}_3 \cdot \vec{J}_4 \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.47})$$

$$\vec{J}_T = \frac{1}{16} \begin{bmatrix} 0 \\ \cos \frac{8\pi}{\lambda} \delta ne \cdot \cos \frac{4\pi}{\lambda} \delta ne \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda} \delta ne \cdot \cos \frac{\pi}{\lambda} \delta ne \end{bmatrix} \quad (\text{II.48})$$

Le dernier polariseur suivant Y : (vertical).

$$I_t = I_0 \cos^2 \left(\frac{8\pi}{\lambda} \delta ne \right) \cos^2 \left(\frac{4\pi}{\lambda} \delta ne \right) \cos^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta ne \right) \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \delta ne \right) \quad (\text{II.49})$$

$$\Rightarrow I_t = I_0 \cos^2 \left(\frac{\Delta \rho}{2} \right) \cos^2 (\Delta \rho) \cos^2 (2 \cdot \Delta \rho) \cos^2 (4 \cdot \Delta \rho)$$

On peut conclure de cette dernière fonction qu'il y a 4 lames ou :

- a- la lame d'épaisseur (e) correspond à $\cos^2 \left(\frac{\Delta \rho}{2} \right)$.
- b- la lame d'épaisseur (2e) correspond à $\cos^2 (\Delta \rho)$.
- c- la lame d'épaisseur (4e) correspond à $\cos^2 (2 \cdot \Delta \rho)$.
- d- la lame d'épaisseur (8e) correspond à $\cos^2 (4 \cdot \Delta \rho)$.

Donc on va représenter cette fonction de transmission I_t de ce filtre en fonction de la longueur d'onde λ en prenant $e \cdot \delta n = 77500$:

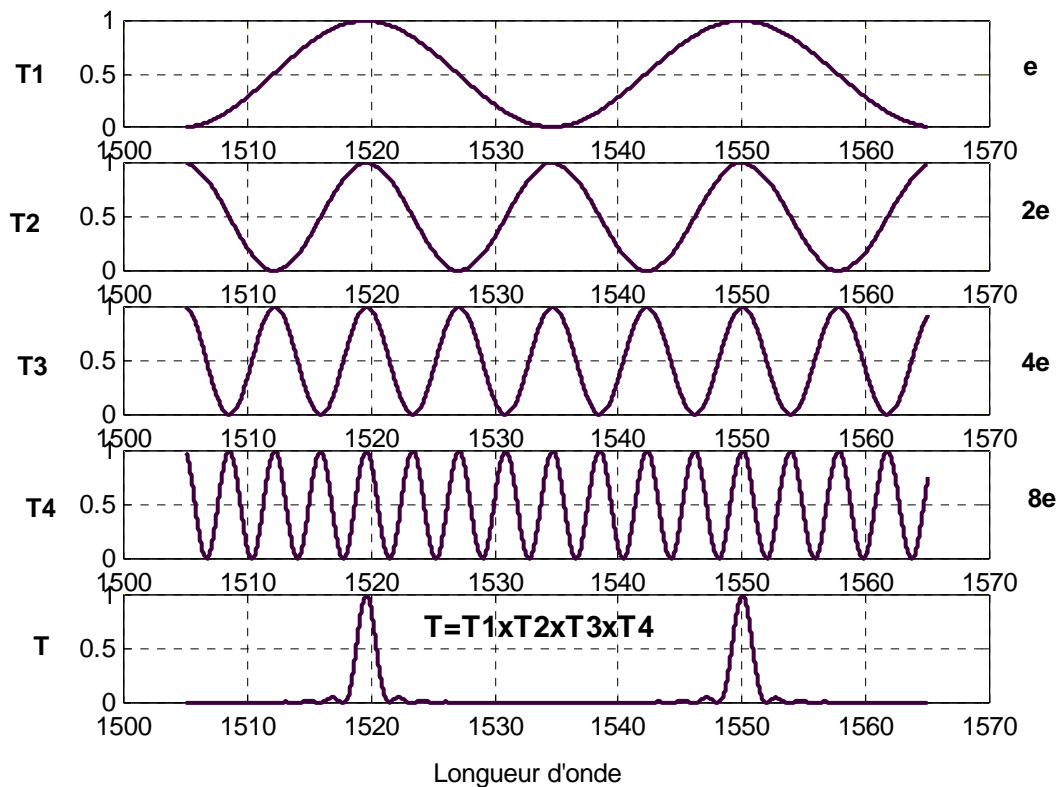


Fig.II.17 : Spectre obtenu avec 4 lames d'épaisseurs e , $2e$, $4e$, $8e$ en série.

Les spectres des lames respectivement d'épaisseur e , $2e$, $4e$ et $8e$ sont représentés par les courbes (T1), (T2), (T3) et (T4).

La courbe (T) de la Fig.II.17 montre le spectre de l'ensemble des quatre lames de la Fig.II.16. la courbe (T) est obtenue en faisant le produit des ordonnées des courbes (T1), (T2), (T3), (T4) comme pour Lyot à 2 lames.

La Fig.II.17 montre l'augmentation de la finesse des franges avec l'augmentation du nombre de lames biréfringentes qui se succèdent.

II.3.3 Filtre de Solc et comparaison avec celui de Lyot et de Fabry Pérot:

II.3.3.1 Description :

Les filtres de Solc se composent d'un empilement de N lames cristallines identiques mais dont les azimuts des lignes neutres sont ordonnés suivant une séquence bien définie.

Il existe deux sortes de filtres de Solc ; le filtre de Solc en éventail (Solc fan) et le filtre de Solc replié ou alterné (Solc fold). Ils sont tous deux constitués d'un empilement de N lames

identiques, biréfringentes d'épaisseur e et dont les axes propres sont dans un plan orthogonal au sens de propagation de la lumière. Chaque lame introduira alors une différence de marche égale à $\delta = e \cdot \Delta n$. Cet empilement sera placé entre un polariseur P et un analyseur A perpendiculaire à P pour le Solc fold et parallèle à P pour le Solc fan [II.8] [II.9].

II.3.3.2 Filtre de Solc fold (replié ou alterné) :

A. Définition :

Le nombre de lames est pair. Ce filtre est constitué d'un ensemble de m éléments, chaque élément étant l'association d'une lame L, orientée suivant $+\rho$ et une lame L', orientée suivant $-\rho$. Les azimuts de ce filtre est représentés dans le tableau (1) ci-dessous [II.6] [II.8] [II.9]:

Élément	Azimut
1 ^{er} polariseur	0°
lame 1	ρ
lame 2	$-\rho$
lame 3	ρ
⋮	⋮
lame N	$(-1)^{N-1} \rho$
dernier polariseur	90°

Tableau 1 : Azimuts d'un filtre de Solc fold

Considérons un filtre de Solc fold (replié ou alterné) à quatre étages comme le montre la figure suivante :

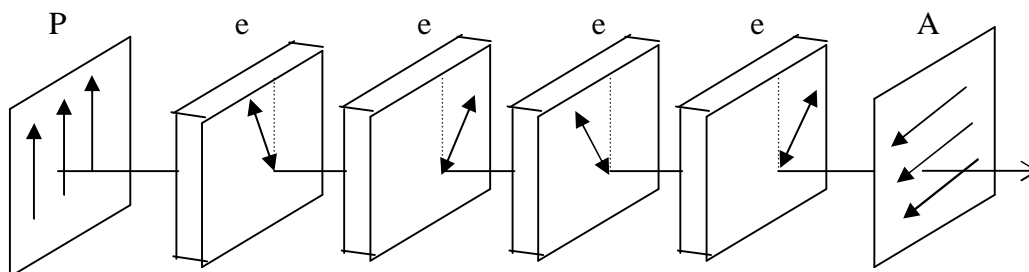


Fig.II.18: Filtre de Solc Fold à 4 lames « alterné ou replié »

B. Résultats de simulation :

La matrice globale de Jones pour N lames de ce filtre est donnée par :

$$M = [R(\rho)W_0R(-\rho)R(-\rho)W_0R(\rho)]^{N/2} \quad (\text{II.50})$$

En introduisant l'équation de $R(\rho)$ et W_0 dans (II.26) on conclue :

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}^m \quad (\text{II.51})$$

avec :

$$m = N/2$$

$$A = \left(\cos \frac{1}{2}\phi - i \cos 2\rho \cdot \sin \frac{1}{2}\phi \right)^2 + \sin^2 2\rho \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\phi ,$$

$$B = \sin 4\rho \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\phi ,$$

$$C = -B , \quad (\text{II.52})$$

$$D = \left(\cos \frac{1}{2}\phi + i \cos 2\rho \cdot \sin \frac{1}{2}\phi \right)^2 + \sin^2 2\rho \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\phi ,$$

L'équation (II.27) peut être simplifiée par l'identité de Chebyshev comme suit :

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}^m = \begin{bmatrix} \frac{A \sin mK\Lambda - \sin(m-1)K\Lambda}{\sin K\Lambda} & B \frac{\sin mK\Lambda}{\sin K\Lambda} \\ C \frac{\sin mK\Lambda}{\sin K\Lambda} & \frac{D \sin mK\Lambda - \sin(m-1)K\Lambda}{\sin K\Lambda} \end{bmatrix} \quad (\text{II.53})$$

avec

$$K\Lambda = \cos^{-1} \left[\frac{1}{2}(A+D) \right]$$

L'onde incidente et l'onde émergente sont reliées entre elles par la relation suivante :

$$\begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} = P_Y \cdot M \cdot P_X \cdot \begin{bmatrix} E_X \\ E_Y \end{bmatrix} \quad (\text{II.54})$$

le faisceau émergent est polarisé suivant la direction Y, l'amplitude du champ est alors donnée par :

$$E_Y = M_{21} \cdot E_X$$

En général, la lumière incidente est une lumière naturelle d'intensité I_0 , l'intensité transmise

T est donnée par : $T = |M_{21}|^2$, ou la matrice M s'exprime par :

$$\begin{aligned} M &= R(\rho) \cdot W_0 \cdot R(-\rho) \cdot R(-\rho) \cdot W_0 \cdot R(\rho) \cdot \dots \cdot R(-\rho) \cdot W_0 \cdot R(\rho) \cdot R(\rho) \cdot W_0 \cdot R(-\rho) \cdot R(-\rho) \cdot W_0 \cdot R(\rho) \\ &= [R(\rho) \cdot W_0 \cdot R(-\rho) \cdot R(-\rho) \cdot W_0 \cdot R(\rho)]^{N/2} \end{aligned} \quad (\text{II.55})$$

donc :

$$T = \left[\sin 4\rho \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\phi \cdot \frac{\sin mK\Lambda}{\sin K\Lambda} \right]^2 \quad (\text{II.56})$$

$$\text{avec : } \cos K\Lambda = \frac{A+D}{2} = 1 - 2\cos^2 2\rho \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\phi \quad (\text{II.57})$$

En posant $K\Lambda = \pi - 2\chi$ et d'après (II.32) on a :

$$\cos(\chi) = \cos(2\rho) \sin\left(\frac{1}{2}\phi\right) \quad (\text{II.58})$$

La transmission T s'écrit alors :

$$T = |M_{21}|^2 = |tg(2\rho) \cdot \cos(\chi) \sin(N\chi) / \sin \chi|^2 \quad (\text{II.59})$$

Examinons le cas particulier où toutes les lames sont demi-onde pour la longueur d'onde λ .

Dans ce cas $\chi = 2\rho$ et la transmission est telle que :

$$T = \frac{I_0}{2} \sin^2 2N\rho \quad (\text{II.60})$$

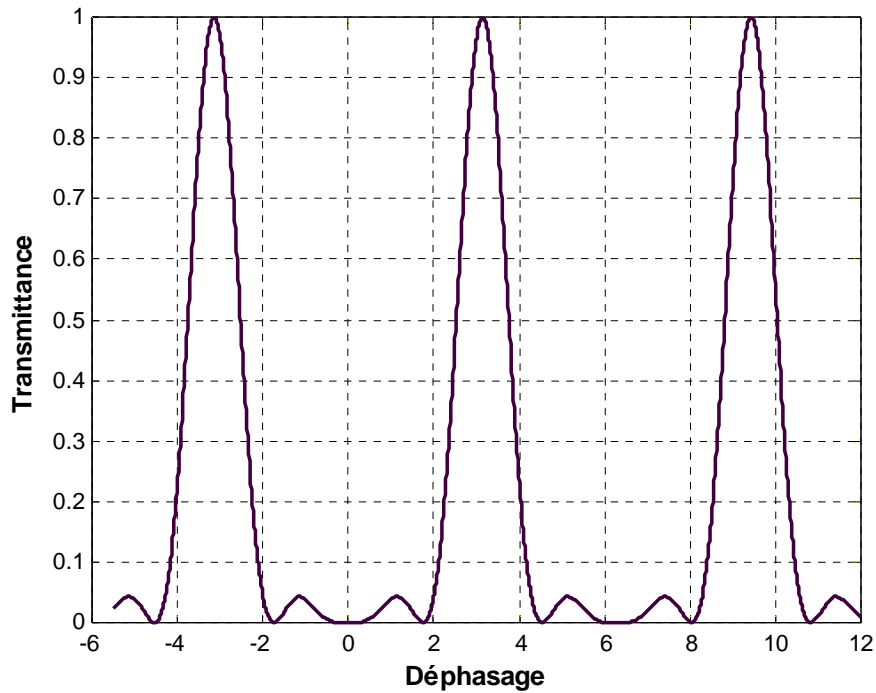


Fig.II.19 : Transmission d'un filtre de Solc replié ou alterné (fold)

II.3.3.3 Filtre de Solc Fan (en éventail) :

A. Définition :

D'après sa constitution ce filtre est un empilement de N lames identiques de déphasage ϕ dont l'orientation des axes lents sont respectivement $\rho, 3\rho, 5\rho, \dots, (2N-1)\rho$ avec l'axe OX d'un polariseur. Les azimuts de ce filtre est représenté dans le tableau (2) : **[II.8] [II.9]**

Élément	Azimut
1 ^{er} polariseur	$0'$
lame 1	ρ
lame 2	3ρ
lame 3	5ρ
⋮	⋮
lame N	$(2N-1)\rho = \frac{1}{2}\pi - \rho$
dernier polariseur	$0'$

Tableau 2 : Azimuts d'un filtre de Solc fan

La figure suivante représente la structure de Solc fan à 4 lames :

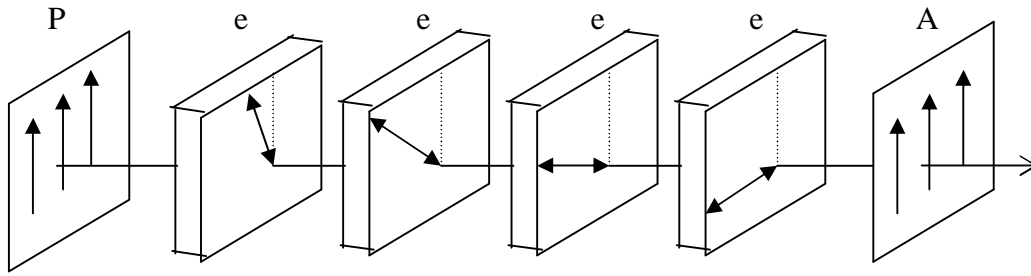


Fig.II.20 : Filtre de Solc Fan à 4 lames « en éventail »

B. Résultats de simulation :

Considérons un filtre de Solc de première espèce (Solc fan) qui se compose d'un empilement de N lames biréfringente. En termes de matrices de JONES , la transmission est représenté par

$T=|M_{11}|^2$ ou M_{11} est un élément de la matrice M définie par :

$$M=R\left(\frac{-1}{2}.\pi+\rho\right)W_0.R\left(\frac{1}{2}.\pi-\rho\right).....R(-5\rho)W_0.R(5\rho)R(-3\rho).W_0.R(3\rho)R(-\rho)W_0.R(\rho)$$

ou , W_0 est la matrice de chaque lame dans son repère propre et $R(\rho)$ la matrice de rotation d'angle ρ .

en ayant utilisé l'identité suivante pour la matrice de rotation :

$$R(\rho_1).R(\rho_2)=R(\rho_1+\rho_2) \tag{II.61}$$

La matrice M se met sous la forme :

$$M = R\left(\frac{-1}{2}.\pi + \rho\right).[W_0.R(2\rho)]^N.R(-\rho) \tag{II.62}$$

En effectuant le produit $W_0.R(2\rho)$ et son élévation à la puissance N, soit $M'=[W_0.R(2\rho)]^N$, on obtient :

$$M = \begin{bmatrix} \frac{\cos 2\rho \cdot \sin N\chi e^{i\beta} - \sin(N-1)\chi}{\sin \chi} & \frac{\sin 2\rho \sin N\chi e^{i\beta}}{\sin \chi} \\ \frac{\sin 2\rho \sin N\chi e^{i\beta}}{\sin \chi} & \frac{\cos 2\rho \cdot \sin N\chi e^{-i\beta} - \sin(N-1)\chi}{\sin \chi} \end{bmatrix} \quad (\text{II.63})$$

ou l'on a posé :

$$\begin{cases} \beta = \frac{\phi}{2} \\ \cos \chi = \cos 2\rho \cdot \cos \beta \end{cases}$$

Le produit matriciel de l'expression (II.37) conduit à :

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$$

Avec (II.64)

$$\begin{cases} A = D = \sin 2\rho \cos \beta \frac{\sin N\chi}{\sin \chi} \\ B = -C^* = -\cos N\chi + i \sin \beta \frac{\sin N\chi}{\sin \chi} \end{cases}$$

Donc la transmission T s'écrit comme suite :

$$T = |M_{11}|^2 = |\operatorname{tg}(2\rho) \cdot \cos(\chi) \sin(N\chi) / \sin \chi|^2 \quad (\text{II.65})$$

$$\text{Avec : } \cos(\chi) = \cos(2\rho) \cos\left(\frac{1}{2} \cdot \phi\right). \quad (\text{II.66})$$

Considérons un filtre de Solc de première espèce (Solc fan) qui se compose d'un empilement de N lames biréfringente.

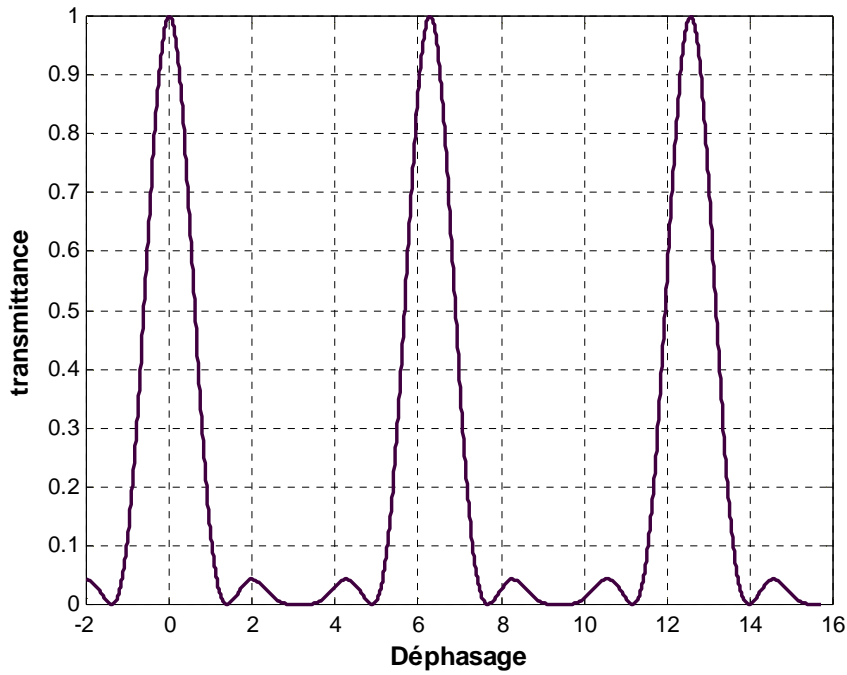


Fig.II.21 : Transmission d'un filtre de Solc en éventail (fan)

Les expressions (II.33),(II.34),(II.40) et (II.41) montrent que les transmissions des deux types de filtres Solc sont décalés d'une demi période. On va tracer maintenant les deux types de filtres pour pouvoir visualiser le décalage entre eux :

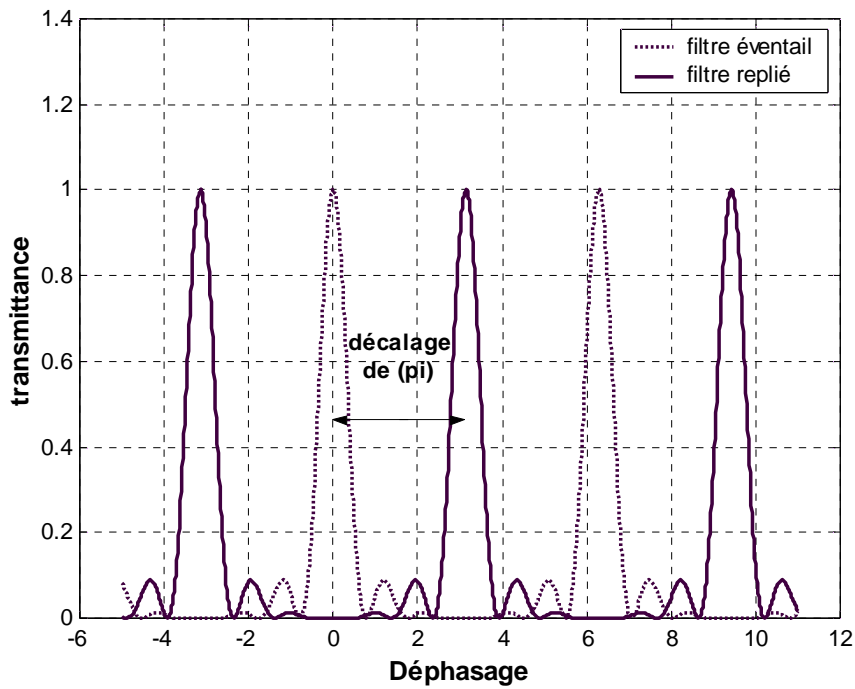


Fig.II.22: Transmission des deux types de filtre de Solc.

II.3.3.4 Caractéristique du filtre de Solc :

§ Bande Passante (BP) :

Avec n lames entre polariseurs parallèles, la bande passante à mi-hauteur est donnée avec une bonne approximation par la formule [II.7]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2^n (n_0 - n_e)e} \quad (\text{II.67})$$

§ Intervalle Spectral Libre (ISL) :

L'intervalle spectral libre du filtre de Solc est le même que celui du filtre de Lyot [II.7]:

$$\text{ISL} = \frac{\lambda^2}{(n_0 - n_e)e} \quad (\text{II.68})$$

§ Finesse :

La finesse du filtre de Solc est donnée par [II.7]:

$$F_s = 1,25.N \quad (\text{II.69})$$

avec N : le nombre de lame.

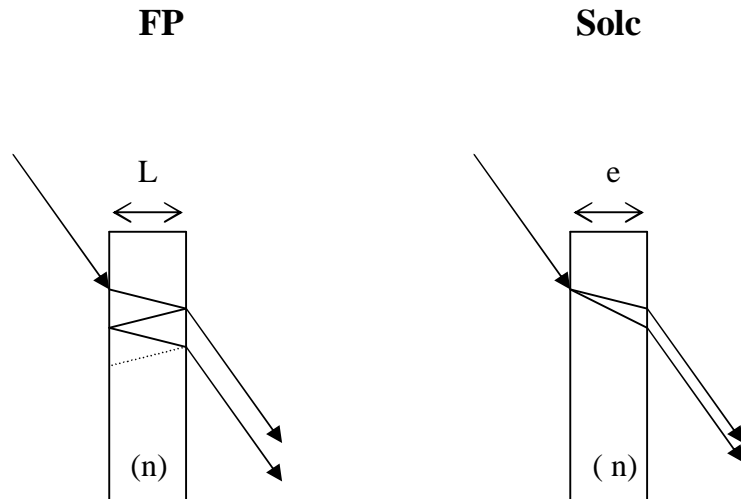
§ Accordabilité :

Pour l'accordabilité du filtre de Lyot, il ne peut être accordé que par la modification uniforme de la différence de marche ($\delta' = e.\Delta n$) introduite par toutes les lames qui le constituent. Donc l'expression d'accordabilité est donnée comme suit :

$$\frac{d\lambda_0}{\lambda_0} = \frac{d(e.\Delta n)}{e.\Delta n} \quad (\text{II.70})$$

II.3.3.5 Comparaison entre le filtre de Solc et le Fabry Pérot :

Tandis que les vibrations issues du filtre de Solc seront décalées temporellement de $\tau = \delta' = e.\Delta n$, celles issues du FP seront décalées de $\tau = 2L.n$. A ce décalage (entre deux ondes consécutives) provenant du temps mis par l'onde à faire un aller retour dans filtre de Fabry-Pérot, correspond le décalage entre deux ondes émergentes du filtre de Solc issues des mêmes dédoublements de l'onde incidente tout du long de la structure sauf dans la seule lame représentée à la *figure.II.23*.



FigII.23 : Analogie entre deux ondes émergentes successivement du filtre de Fabry Pérot et de celui de Solc

De cette analogie nous pouvons déduire, en ce qui concerne l'intervalle spectral libre que :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\delta'} \Rightarrow$$

$$\Delta\lambda_{FP} = \frac{\lambda^2}{2L.n} \leftrightarrow \Delta\lambda_{Solc} = \frac{\lambda^2}{e.\Delta n} \quad (\text{II.71})$$

La finesse quand à elle, sera proportionnelle à la quantité d'ondes qui interfèrent (processus de sélection). Ainsi, de même façon que la finesse du FP sera une fonction croissante de la réflectivité des miroirs, elle sera une fonction croissante du nombre de lames N (ou du nombre $n=N$ d'étage) du filtre de Solc. La quantité d'ondes qui interfèrent produites par le filtre de Solc étant en effet, quasiment égale au nombre N de lames qui le constitue, sa finesse sera estimée comme étant proportionnelle à N. les calculs numériques confirme que :

$$F \approx 1,25.N \quad (\text{II.72})$$

Remarquons dès à présent que pour obtenir la même finesse qu'avec une cavité de FP de qualité moyenne dans laquelle la quantité d'ondes qui interfèrent reste limitée, le filtre de Solc devra être constitué de nombreuses lames. A titre indicatif, représentons le nombre N de lames nécessaire à la fabrication d'un Solc ayant la même finesse F qu'un FP de facteur de réflexion R.

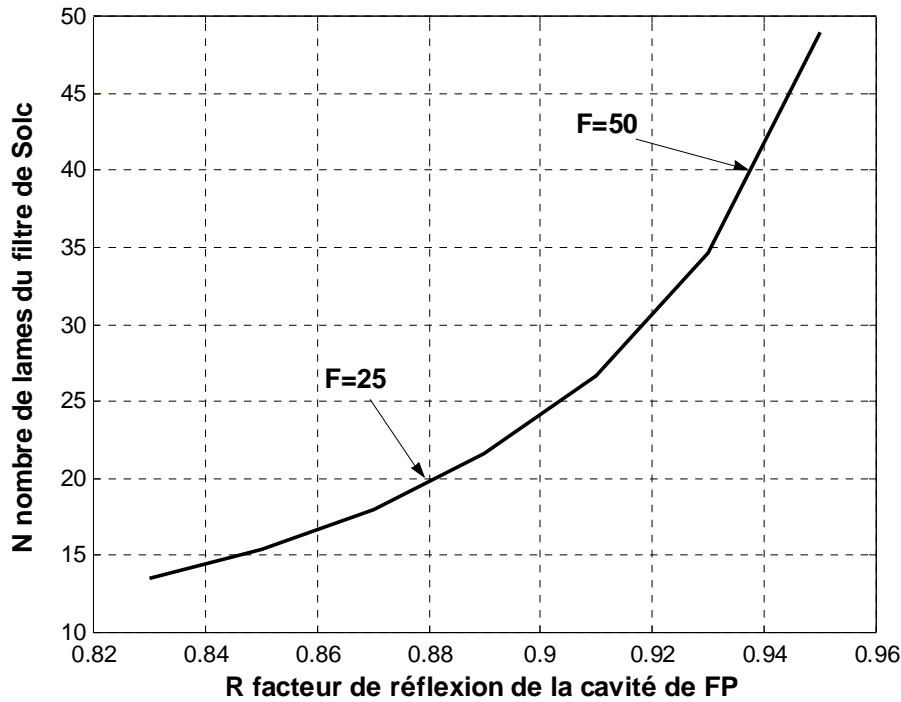


Fig.II.24 : Nombre de lames N d'un filtre de Solc en fonction du facteur de réflexion d'un FP pour la même finesse.

II.3.3.6 Comparaison entre le filtre de Solc et de Lyot :

Utilisé à la longueur d'onde λ , l'ISL du filtre de Lyot ne dépend, comme dans le cas du filtre de Solc, que du décalage $\delta' = \delta$ entre deux ondes successivement émergentes de la structure. Deux ondes consécutives étant décalées de la même différence de marche $\delta = e.\Delta n$ que celle générées par le filtre de Solc construit avec les mêmes lames, nous retrouvons :

$$\Delta\lambda_{Lyot} = \Delta\lambda_{Solc} = \frac{\lambda^2}{e.\Delta n} \quad (II.73)$$

On va maintenant faire une comparaison de la transmittance des deux types de filtres, La simulation de la *figure.II.25* nous montre des valeurs de bande passante à mi-hauteur, pour les filtres de Lyot et de Solc utilisant le même nombre de lames, pratiquement identiques. Cette étude compare les transmittances des deux architectures employant les mêmes lames de différences de marche égale à 77500nm. La transmittance du filtre de Lyot sera représentée en trait plein tandis que celle du filtre de Solc, sera en pointillés. La *figure.II.25* permet la comparaison des BP à mi-hauteur d'un filtre de Solc fan à 16 lames et

d'un filtre de Lyot à 15 lames (4 étages), les ISL des deux filtre étant presque rigoureusement les mêmes.

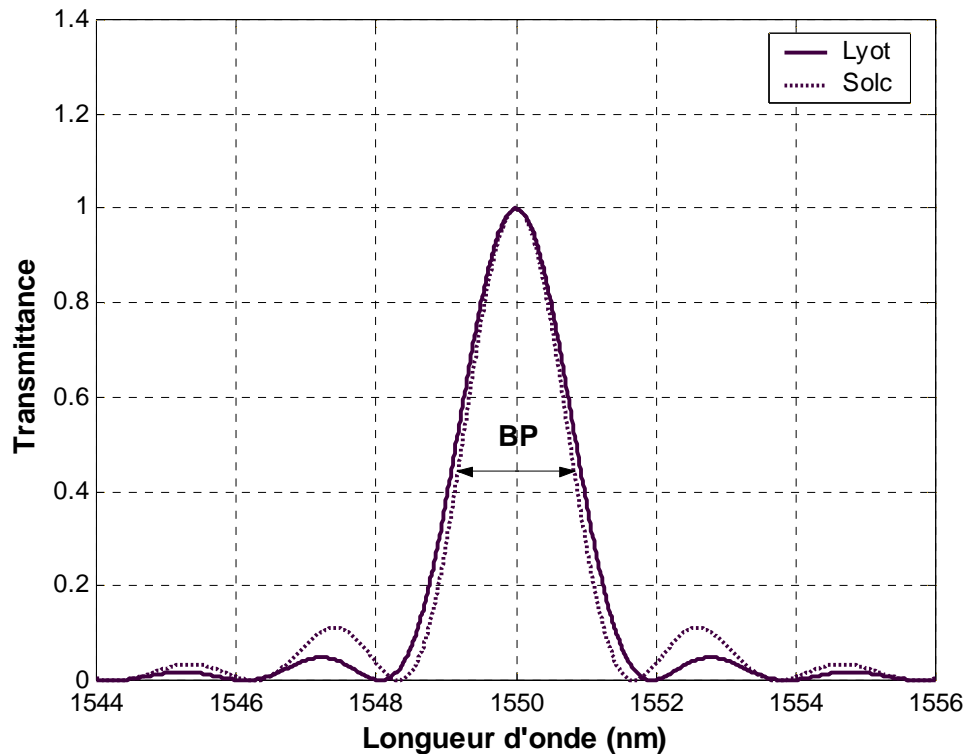


Fig.II.25 : Comparaison entre les bandes passantes d'un filtre de Lyot (trait plein) et de Solc (pointillés) pour des structure constituées de 16 lames identiques et ayant le même ISL.

Remarquons que si les deux filtres avaient eu exactement le même nombre de lames, les lobes principaux de la transmittance seraient visuellement confondus.

On peut faire une remarque au niveau des lobes secondaires des deux filtres, donc on peut remarquer que l'amplitude des lobes secondaire du filtre de Solc est importante (11,1%) par rapport à ceux du filtre de Lyot (4,85%).

La valeur de la finesse des deux types de filtre est presque identique. Pour le filtre de Lyot ($F=19$), alors que pour le filtre de Solc ($F=20$). Cette petite différence de finesse est due à la très légère différence du nombre de lames.

Le tableau ci dessous résume et complète les différents résultats obtenus lors de la comparaison des trois types de filtres. Les expressions qui y figurent ne sont que des estimations [II.6]:

	Cavité de Fabry-Pérot	Filtre de Solc	Filtre de Lyot
ISL	$\Delta\lambda_f = \frac{\lambda^2}{\delta'} = \frac{\lambda^2}{2.L.n}$	$\Delta\lambda_s = \frac{\lambda^2}{(n_0-n_e)e}$	$\Delta\lambda_s = \frac{\lambda^2}{(n_0-n_e)e}$
BP	$\delta\lambda_f = \pi \cdot \frac{\sqrt{R}}{1-R} \cdot \frac{\lambda^2}{2.L.}$	$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2^n (n_0-n_e)e}$	$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2^n (n_0-n_e)e}$
Finesse	$F_f = \pi \cdot \frac{\sqrt{R}}{1-R}$	$F_s = 1,25.N$	$F_L = 2^{n-1}$
Accordabilité	$d\lambda_0 = 2.L. \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} .dn$	$d\lambda_0 = e. \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} .d\Delta n$	$d\lambda_0 = e. \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} .d\Delta n$

Tableau 3 : Comparaison entre les performances des principaux filtres à interférences d'ondes polarisées et la cavité de FP

II.4. Conclusion :

Nous avons constaté que la finesse du FP est une fonction croissante du nombre de lames N du filtre de Solc.

La bande passante des deux filtres de Lyot et de Solc sont identiques si on avait introduit le même nombre de lames pour chaque filtre.

On peut noter aussi la faible amplitude des lobes secondaires dans le filtre de Lyot qui est de l'ordre de (4,85%) par rapport à celui du filtre de Solc (11,1%) ; alors que pour la finesse , ils ont a peut près la même valeur de F=20 .

On déduit que les deux filtres ont presque les mêmes propriétés quand on introduit le même nombre de lames et la différence se joue sur les lobes secondaires.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

- [II.1] **M.Françon**, “ Séparation des radiations par les filtres optiques ” P 35 :36 (1984)
- [II.2] **Max Born and Emil Wolf**, “Principles of optics”, Pergamon Press, Sixth Edition, (1980)
- [II.3] www.phys.ens.fr/desbioll/enseignement/licencebio/cours3/polarisation.pdf, P(1:14).
- [II.4] **S.Huard**, “Polarisation de la lumière”, Ed. Masson (1993)
- [II.5] **Marie May, Anne Marie Cazabat**, “Optique : cours et problèmes”, Dunod, (1996).
- [II.6] **G.Ramantoko**, “Etude et réalisation d’un filtre intégré”, Thèse de Doctorat, Besançon (1992)
- [II.7] **Amnon Yariv and Pochi Yeh**, “ Optical Waves in crystals” chap5, pages 121_154 - John Willey & Sons-New-York- (1984)
- [II.8] **J.W.Evans**, “ Solc birefringent filter” Journal of Optical Society of America – 48 : 142 – (1958)
- [II.9] **I .Solc** “ Birefringent chain filters Journal of Optical Society of America” 55;621 – (1965)

CHAPITRE III

APPLICATION DE LA THEORIE DU COUPLAGE DE MODES AU FILTRAGE SPECTRAL

Introduction :

Une autre façon de comprendre le mécanisme de filtrage est de traiter l'empilement des lames comme un cristal biréfringent continu dont l'orientation des axes neutres varie le long de la direction de propagation. Ceci a pour effet de provoquer un couplage entre les polarisations orthogonales pour lequel la condition d'accord de phase doit être réalisée.

Nous allons utiliser le formalisme développé par A.Yariv [III.1]. Ce formalisme est basé sur l'échange d'énergie qui est provoqué dans certaines conditions entre deux ou plusieurs modes propres se propagent à l'intérieur d'une même structure.

Les deux ondes pouvant échanger leurs énergies vibrent selon les deux directions de polarisation des polariseurs d'entrée et de sortie de la structure.

Au lieu de considérer la rotation de la direction de vibration de l'onde (polarisation), on étudie l'échange d'énergie qui se produit entre les deux composantes orthogonales d'où l'appellation « formalisme du couplage de modes ».

Le terme couplage est substitué au terme de rotation.

Le formalisme est basé sur l'existence de deux ondes propres indépendantes pouvant se propager individuellement sans changement dans toute la structure. Les deux ondes sont les modes propres du guide.

III.2 Les filtres à couplage de deux ondes :

Une autre classe de filtres, typiques de l'optique intégrée, est constituée par les dispositifs dans lesquels on provoque localement le transfert de puissance entre deux ondes pouvant se propager dans le composant. On obtient un effet de filtrage si ce transfert est dépendant de la longueur d'onde, et permet la séparation des ondes en sortie du système. [III.2]

Le filtre interférentiel de Mach-Zehnder peut être décrit par ce formalisme, si l'on considère les deux bras du guide comme une seule structure guidante.

Le filtre à ondes couplées utilisant un réseau de Bragg, peut aussi être décrit comme un dispositif à interférences multiples.

Il nous a semblé cependant que les filtres étudiés ci-dessous présentaient suffisamment de similitudes, pouvant justifier ce regroupement. [III.2]

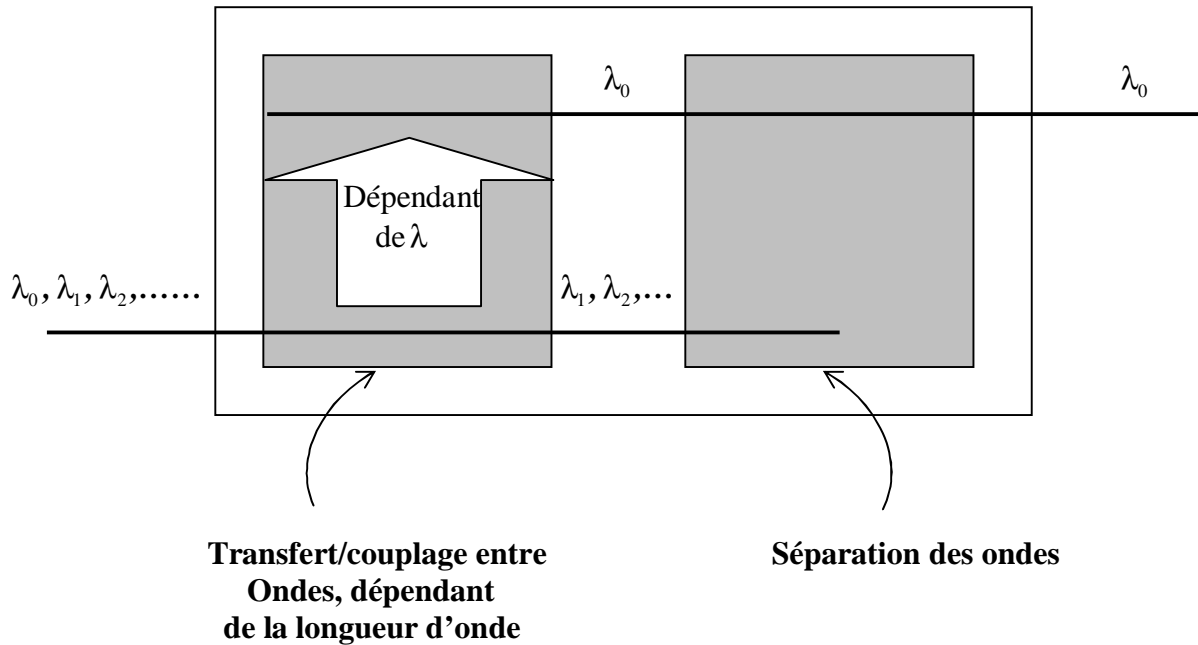


Fig.III.1 : Principe général des filtres à couplage d'ondes orthogonales. Filtrage d'une source multicolore ($\sum \lambda_i$) afin d'en extraire une seule longueur d'onde (λ_0).

Souvent la fonction de séparation des ondes peut être inversée et permet la réalisation d'un filtre coupe-bande, plutôt que passe-bande (i. e. le filtre laisserait passer toutes les longueurs d'onde, sauf λ_0).

Nous allons maintenant exposer le principe général de fonctionnement de cette classe de filtre en montrant les méthodes de transfert d'énergie entre les deux ondes. Ensuite nous étudierons les possibilités de modification de la valeur de la longueur d'onde où ce transfert a lieu.

III.2.1 Transfert de puissance entre deux ondes orthogonales :

On va considérer une structure dans laquelle peuvent se propager, selon Z, deux ondes planes dont les champs électriques \vec{E}_1 et \vec{E}_2 , d'amplitude respective a_1 et a_2 , et de constante de propagation β_1 et β_2 prennent la forme [III.2] :

$$\vec{E}_1 = a_1(z) \exp(-j\beta_1 z) \tag{III.1}$$

$$\vec{E}_2 = a_2(z) \exp(\pm j\beta_2 z)$$

Avec, $a_1(z)$ et $a_2(z)$: amplitudes de l'onde, dont le module varie lentement selon Z.

$\beta_1 > 0$ et $\beta_2 > 0$: Constantes de propagation des deux ondes lumineuses.

$$\beta_i = n_i \frac{2\pi}{\lambda} = 2\pi \frac{\nu}{v_i}$$

n_i : Indice effectif vu par l'onde i .

λ : Longueur d'onde dans le vide.

ν : Fréquence d'oscillation du champ de l'onde lumineuse.

v_i : Vitesse de propagation de la phase de l'onde i .

On décompose ici l'amplitude de l'onde en une partie oscillant rapidement, où apparaît la constante de propagation, et une autre, variant lentement, en raison du couplage entre les deux ondes pouvant se propager dans la structure.

Le signe \pm devant la constante de propagation de la deuxième onde, montre qu'elle peut se propager selon les z croissants ou décroissants.

Dans une certaine zone de l'espace, on assure un faible couplage entre ces deux ondes, naturellement indépendantes, permettant l'existence d'un transfert réciproque de puissance.

Supposant maintenant que seule l'onde \vec{E}_1 existe à une extrémité de la structure. Lors de sa propagation, elle va exciter l'onde \vec{E}_2 à travers le couplage. Cependant la puissance transportée par l'onde \vec{E}_2 (i. e. son amplitude) ne pourra augmenter significativement que s'il y a accord de phase entre les deux ondes. Dans le cas contraire, les contributions successives de l'onde \vec{E}_1 ne s'ajouteront pas de façon constructive, et ne pourront faire croître l'amplitude de l'onde \vec{E}_2 . Cette condition d'accord de phase s'exprime simplement, dans notre cas, par la relation suivante :

$$\beta_1 = \beta_2 \tag{III.2}$$

avec β_1, β_2 : constantes de propagation.

Dans le cas où les deux ondes n'ont pas la même constante de propagation, on peut cependant assurer un transfert de puissance significatif entre les deux ondes. Il faut réaliser un couplage non pas constant, mais périodique. La structure réalisant une telle fonction est appelée réseau. Sa période (Λ) doit satisfaire à la loi de Bragg, couramment utilisée en théorie de la diffraction par les structures périodiques :

$$\beta_2 = \beta_1 + K \tag{III.3}$$

avec :

$$\beta_1 = \beta_1 u : \text{vecteur d'onde de l'onde 1.}$$

$$\beta_2 = \pm \beta_2 u : \text{vecteur d'onde de l'onde 2.}$$

$$K = \pm \frac{2\pi}{\Lambda} u : \text{vecteur d'onde du réseau.}$$

u : vecteur unitaire de l'axe Z, dirigé selon les z croissants.

On a considéré ici le seul cas de l'interaction colinéaire (les deux ondes se propagent dans la même direction, Z), où le réseau est placé parallèlement à la direction de propagation des deux ondes. De plus, on remarquera le signe \pm dans l'expression de K. En effet, un réseau n'ayant pas de sens privilégié de fonctionnement (i. e. il peut fonctionner en transmission ou en réflexion), son vecteur d'onde associé à deux sens, mais une seule direction.

La *figure.III.2* présente les différentes possibilités de l'accord de phase colinéaire, avec ou sans réseau, décrites par les relations vectorielles (III.2) et (III.3).

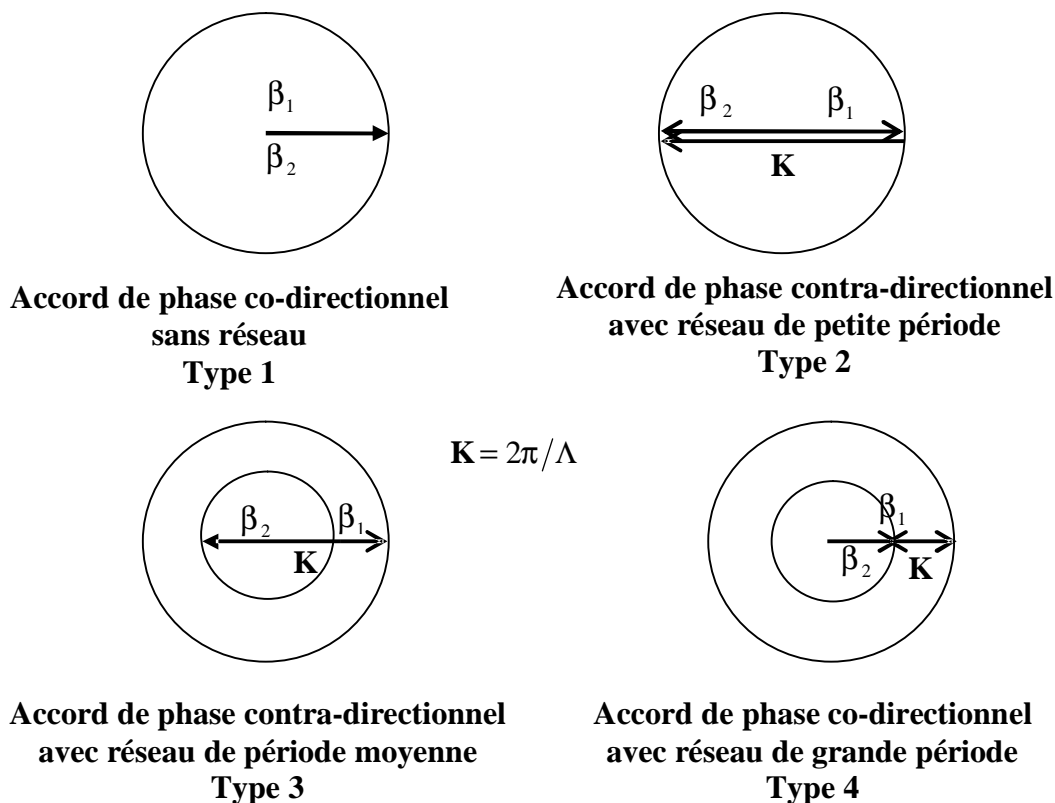


Fig.III.2 : Différentes possibilités d'accord de phase entre deux ondes, avec et sans réseau, dans le cas d'ondes colinéaires, se propageant dans un milieu anisotrope uniaxe, perpendiculairement à l'axe optique.

Cette figure montre les possibilités de couplage entre les deux ondes pouvant exister dans la structure. Cependant, afin d'obtenir un fonctionnement en tant que filtre, ce couplage doit dépendre de la longueur d'onde. De plus, il doit être possible de déplacer la longueur d'onde où le couplage est maximal (i. e. où il y a accord de phase parfait), afin d'autoriser l'accord du filtre spectral.

C'est le principe de ces deux fonctions que nous allons voir maintenant.

III.2.2 Dépendance en longueur d'onde du couplage et accord :

Les diagrammes représentant l'accord de phase de la *fig.III.2* sont en fait corrects pour une seule longueur d'onde, λ_0 . En effet, une des propriétés intrinsèques de tous les matériaux est la dispersion chromatique. Cet effet se traduit par une variation de la vitesse de propagation de l'onde lumineuse, en fonction de sa fréquence. Plus la longueur d'onde est élevée (ou sa fréquence faible), plus elle se déplace rapidement dans le matériau (i. e. plus l'indice de réfraction de réfraction faible). De plus, dans le cas d'ondes guidées, s'ajoute la dispersion liée à la propagation, la dispersion modale. Elle a une influence encore plus grande sur la vitesse de propagation de l'onde.

Ainsi, à une longueur d'onde différentes de λ_0 , les constantes de propagation des deux ondes E_1 et E_2 seront différentes, et leurs vecteurs d'onde varieront d'autant. Les conditions (III.2) et (III.3) ne seront plus vérifiées, il n'y aura plus accord de phase (*fig.III.2*). La puissance lumineuse ne sera qu'imparfaitement transférée entre les ondes, et ceci d'autant plus que l'on s'éloignera de la condition d'accord de phase.

On obtient bien ainsi un effet de filtrage spectral.

Afin de visualiser ce phénomène, on peut représenter les vecteurs d'onde dans un diagramme, qui n'est plus fonction de l'espace, mais de la longueur d'onde. La dispersion des constantes de propagation en fonction de la longueur d'onde peut y être représentée par un segment de droite, car nous nous plaçons dans un faible domaine spectral.

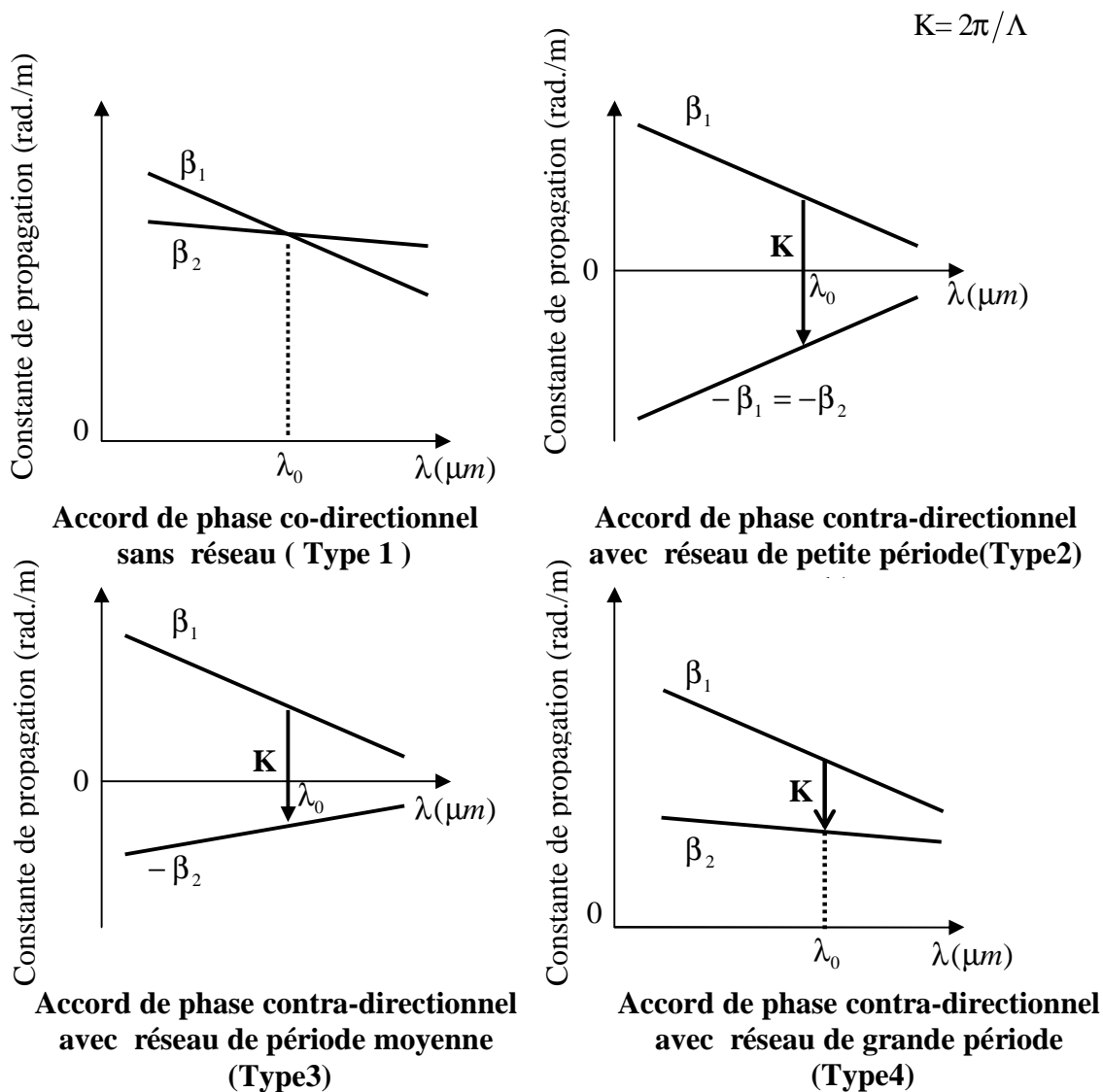


Fig.III.3 : Dépendance en longueur d'onde de la condition d'accord de phase, dans les quatre cas de la fig.III.2.

Les possibilités de déplacement de la longueur d'onde à laquelle a lieu l'accord de phase, donc le transfert maximal de puissance, sont peu nombreuses.

L'une d'elle consiste à modifier les valeurs des constantes de propagation (i. e. la dispersion de la structure), afin de déplacer les courbes de dispersion. L'accord de phase s'établira alors à une autre longueur d'onde, λ_1 .

L'autre méthode, qui ne s'applique qu'aux structures à couplage périodique (réseau), consiste à modifier la période du couplage Λ . On se place ainsi à une autre longueur d'onde, λ_1 , où un nouvel accord de phase permettra un couplage maximal entre les deux ondes.

Ces deux méthodes sont résumées simplement sur la *fig.III.4*.

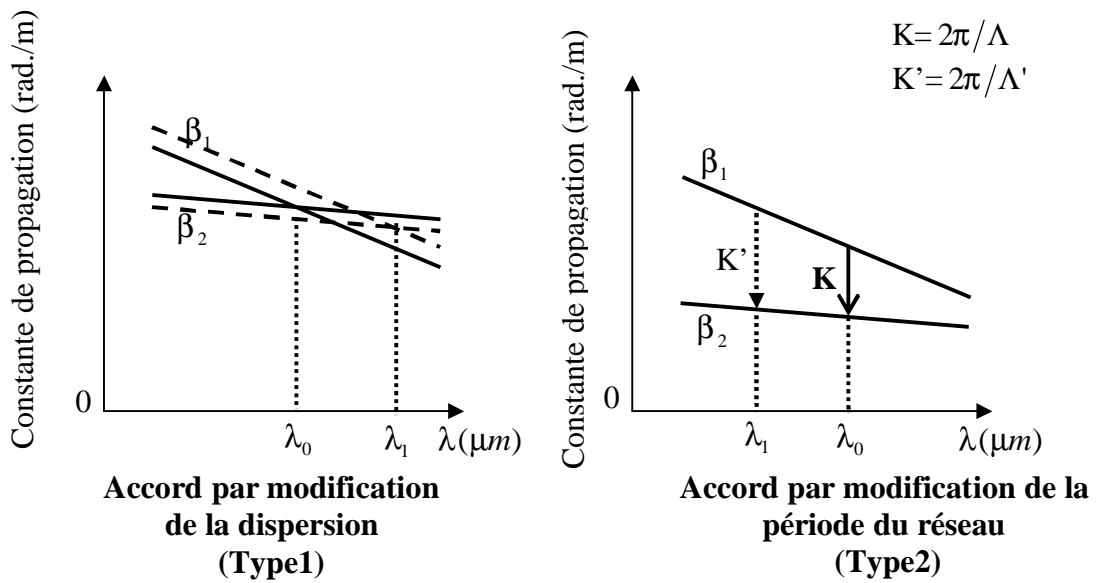


Fig.III.4 : Possibilités d'accord spectral de la longueur d'onde d'accord de phase.

III.3 Exemple d'application :

III.3.1 Couplage codirectionnel sans réseau :

Ce type de dispositif est un des plus vieux principes de filtrage mis en application en optique intégrée [III.3] [III.4]. Il porte le nom de coupleur directif. La fig.III.5 montre schématiquement son aspect [III.5].

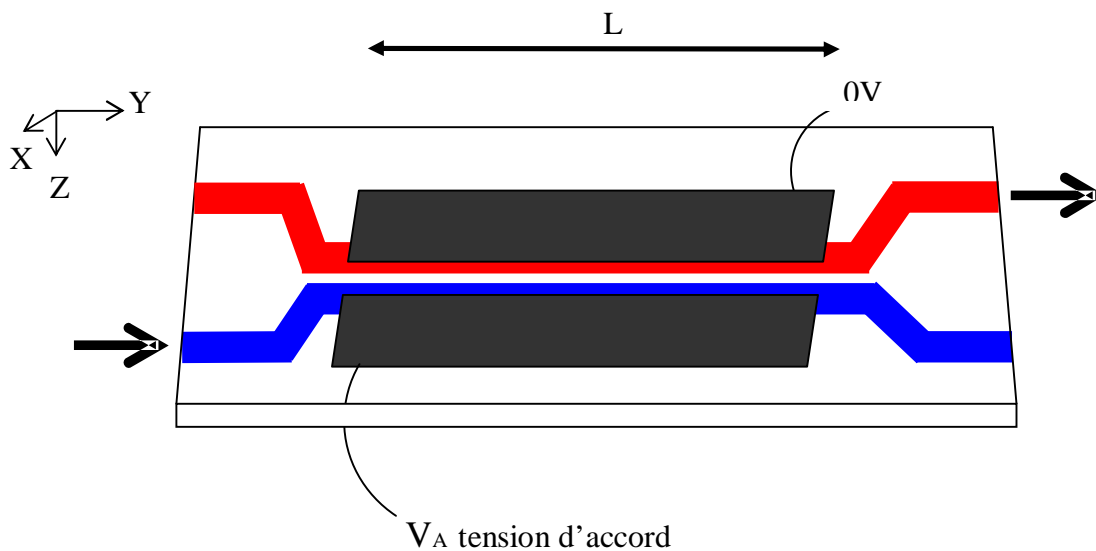


Fig III.5 : Coupleur directif sur $LiNbO_3$

Les deux ondes considérées sont les deux modes fondamentaux des deux guides parallèles.

Le couplage entre ces deux ondes est assuré dans la zone de longueur L par rapprochement des guides, et donc par superposition des champs optiques.

La sélectivité en longueur d'onde du couplage, est créée par l'utilisation de deux guides de dispersion chromatique différente, ne s'égalant que pour une seule longueur d'onde. On obtient cet effet en utilisant des guides de largeur et d'indice de surface différents.

L'accord est réalisé par l'intermédiaire d'électrodes coplanaires, qui, via l'effet électro-optique modifient dans des sens opposés les deux courbes de dispersion.

La séparation de l'onde couplée se trouvant dans un guide et le reste du signal demeurant sur l'autre.

On est dans le cas d'un accord de phase de type 1, avec un accord spectral de type 1.

III.3.2 Couplage codirectionnel à réseau :

On trouve de nombreuses réalisations expérimentales qui se différencient soit par la méthode d'obtention du réseau de couplage, soit par la méthode d'accord. Ils sont souvent appelés convertisseur de polarisation TE/TM.

En effet, tous ces dispositifs reposent sur l'utilisation de deux ondes de polarisations orthogonales se propageant dans un même guide d'onde anisotrope. On utilise, en général, les deux modes fondamentaux du guide qui sont dits quasi- TE_0 ou quasi- TM_0 , selon leur polarisation.

L'anisotropie du guide (ou sa biréfringence) assure une grande différence d'indice pour les deux ondes, nécessitant un réseau pour le couplage. La sélectivité en longueur d'onde est créée par la grande différence de dispersion chromatique et intramodale, qui existe entre ces deux modes.

Le plus ancien principe utilisé pour obtenir le réseau de couplage, consiste à utiliser une onde acoustique de surface [III.6]. Ces dispositifs sont dits acousto-optiques et présentent l'aspect typique de la *fig.III.6*.

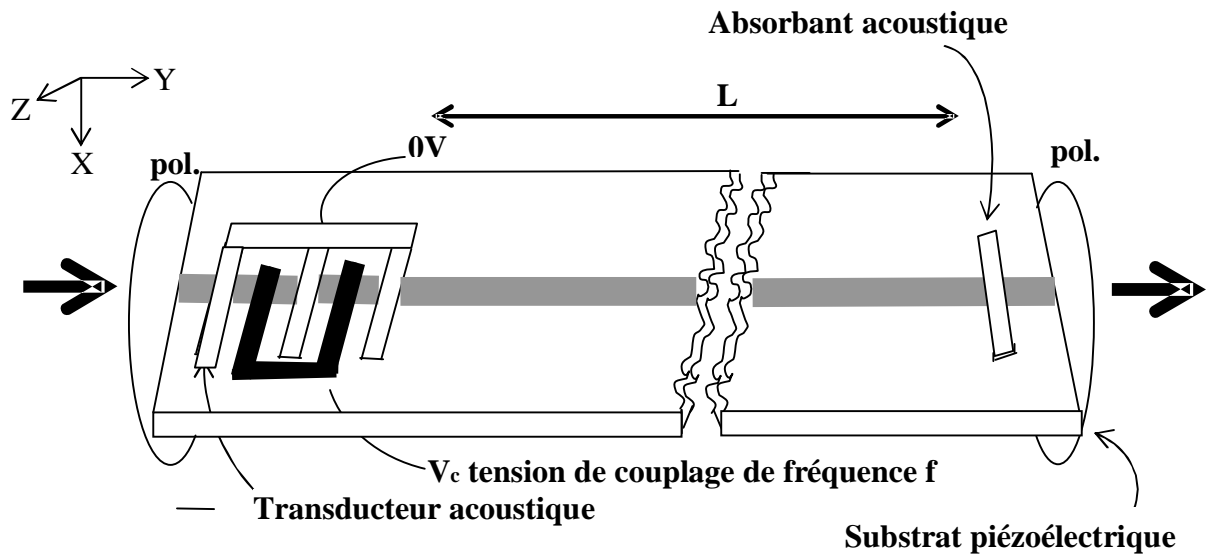


Fig. III.6 : Filtre acousto-optique intégré.

Les variations de pression périodiques, induites à la surface du cristal piézoélectrique, se traduisent par l'apparition d'un réseau d'indice.

L'accord est alors réalisé en modifiant la valeur de la fréquence acoustique, donc de la période de l'onde de pression associée. En effet, on modifie ainsi la période du réseau.

La séparation des deux ondes est assurée par le polariseur de sortie, celles-ci présentant des polarisations orthogonales. Le polariseur d'entrée permet de n'exciter qu'une seule de ces deux ondes.

On est dans le cas d'un accord de phase de type 4, avec un accord spectral de type 2.

La seconde méthode historiquement utilisée afin de créer le réseau de couplage, fut l'utilisation d'électrodes en peigne, induisant une perturbation périodique de l'indice via l'effet électro-optique [III.7]. Ces composants sont appelés, généralement, filtre électro-optique à conversion TE/TM.

La *fig.III.7* schématise ce principe de filtrage.

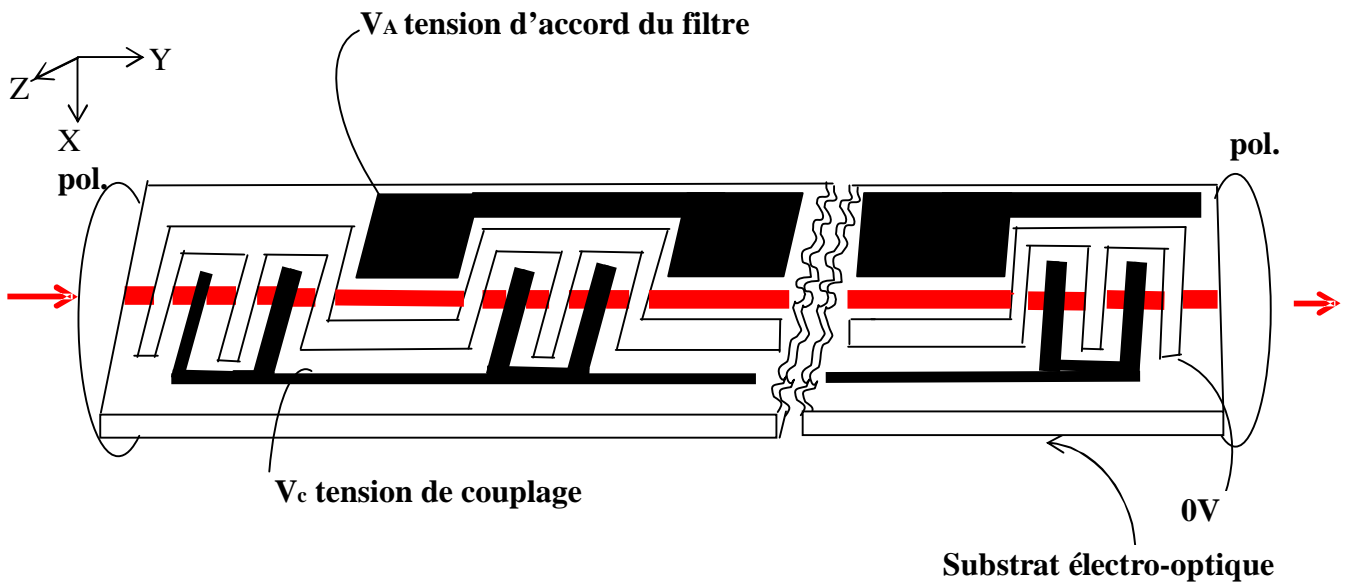


Fig.III.7 : Filtre électro-optique accordable intégré.

Comme précédemment, les deux ondes sont les deux modes fondamentaux de polarisation orthogonales pouvant se propager dans le guide. La forte anisotropie du substrat nécessite l'utilisation d'un réseau de petite période.

La sélectivité en longueur d'onde est ici aussi assurée par la différence dans les dispersions modales (on a deux modes différents, quasi- TE_0 et quasi- TM_0), et dans une moindre mesure par la différence de dispersion chromatique (les deux modes voient un indice différent).

L'accord est obtenu au moyen d'électrodes supplémentaires, par modification de la dispersion des deux modes via l'effet électro-optique.

Deux polariseurs, en entrée et en sortie, assurent la séparation des deux ondes de polarisation orthogonale.

On est dans le cas d'un accord de phase de type 4, avec un accord spectral de type 1.

Ce système a connu aussi de nombreuses améliorations, qui ont visé à le rendre insensible à la polarisation [III.8] et à diminuer la largeur de la bande passante, par augmentation de la longueur d'interaction en repliant le filtre sur lui-même [III.9]. Ce dernier dispositif, appliquant ces deux améliorations, est représenté sur la *fig.III.8*.

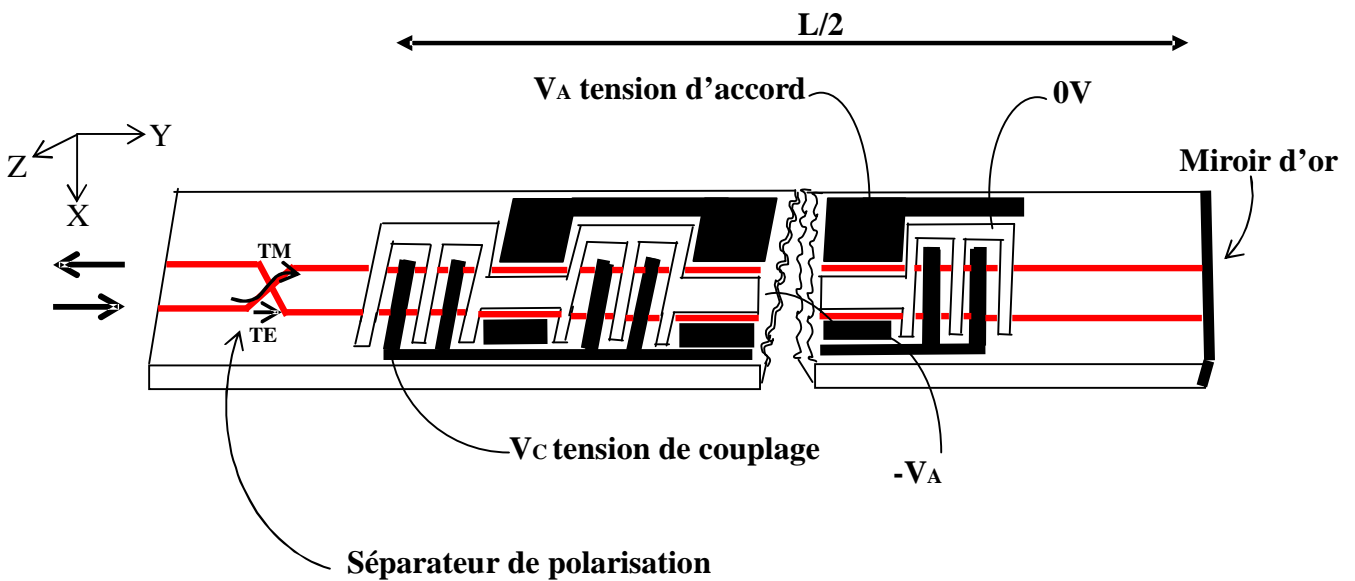


Fig.III.8 : Filtre électro-optique indépendant de la polarisation à faible largeur spectrale.

On a remplacé ici les polariseurs d'entrée et de sortie par un séparateur de modes quasi-TE et quasi-TM placé en entrée. Là, l'onde incidente quasi-TE reste dans le même guide, et l'onde quasi-TM est dirigée dans l'autre guide. L'onde quasi-TE à λ_0 du guide inférieur, devient quasi-TM après un aller-retour et est aiguillée dans le guide supérieur. L'onde quasi-TM à λ_0 du guide supérieur, devient elle quasi-TE et reste dans ce guide. Ainsi l'onde à λ_0 ressort par le guide supérieur. Les autres longueurs d'onde, qui ne sont pas converties, ressortent par le guide d'entrée inférieur.

La séparation des deux ondes en sortie (qui est aussi l'entrée) est ainsi permise par la séparation spatiale des deux guides.

Cette structure présente le défaut principal de renvoyer la partie du signal incident qui n'est pas à la longueur d'onde désirée (λ_0) dans le guide d'entrés, nécessitant l'utilisation d'isolateur optique. De plus la présence du miroir nécessite, afin de permettre la continuité du réseau (maintien en phase de la conversion), l'utilisation d'un double système d'électrodes de couplage (non représentées ci-dessus). Ce système comporte donc deux tensions de couplage, deux tensions d'accord, et le séparateur de polarisation utilisé étant ajustable, nécessitait deux nouvelles tensions. Il fallait donc utiliser six tensions différentes pour faire fonctionner le dispositif. On comprend pourquoi son utilisation est évaluée complexe.

Ici, on a un accord de phase de type 4 et un accord spectral de type 1.

III.3.3 Couplage contra-directionnel à réseau :

Ce type de filtre, inspiré des technologies de fabrication des diodes lasers à réflecteur de Bragg distribué (DBR), est assez récent [III.10] sur substrat de niobate de lithium. Il porte le nom de filtre à réseau de Bragg, et présente l'aspect typique de la Fig.III.9 .

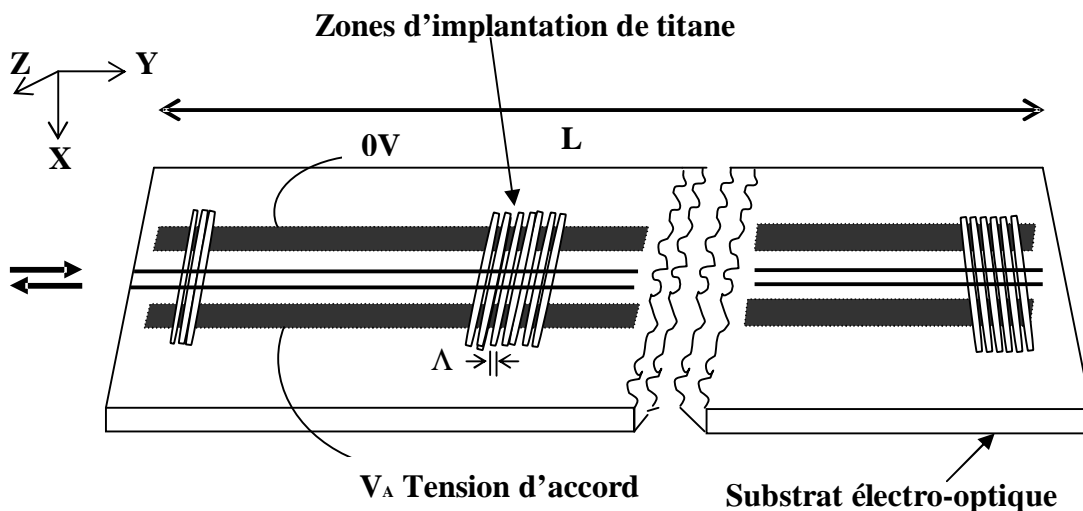


Fig.III.9 : Filtre à réseau de réflexion de Bragg.

Les deux ondes utilisées sont les deux ondes pouvant se propager selon deux sens opposés, constituant un mode de guide d'onde. Il apparaît donc une grande différence entre les constantes de propagation de ces deux ondes, nécessitant l'utilisation d'un réseau pour assurer leur couplage.

Ce réseau de couplage, de période sub-micronique ($\Lambda \approx 0.35 \mu m$ sur niobate de lithium), fut tout d'abord gravé directement sur le guide d'onde, par une méthode chimico-mécanique. Ce filtre n'était pas accordable. La technologie évoluant, le réseau fut réalisé par implantation ionique de titane [III.11], la diffusion de ce matériau ne permettant pas d'obtenir une précision suffisante (Λ trop petit).

L'accord est assuré, via l'effet électro-optique, par les électrodes coplanaires situées de part et d'autre du guide d'onde. Le champ électronique induit modifie la dispersion du mode, permettant le déplacement de la longueur d'onde de couplage optimal.

La rétro-diffusion de l'onde couplée assure sa séparation, celle-ci sortant par l'entrée du dispositif.

On est dans le cas d'un accord de phase de type 2 avec un accord spectral de type 1.

III.4 Couplage de modes et filtrage dans le filtre de Solc :

III.4.1 Transmittance spectrale et coefficient de couplage :

Les ondes propres sont décrites par les équations suivantes :

$$a(x, y, z, t) = A.f_a(xz).e^{j(\omega t \pm \beta_a \cdot y)} \quad (\text{III.4})$$

$$b(x, y, z, t) = B.f_b(xz).e^{j(\omega t \pm \beta_b \cdot y)} \quad (\text{III.5})$$

avec

a et b : Champs complexes optiques des ondes lumineuses a et b .

A et B : Amplitudes.

f_a et f_b : Répartitions complexes transverses des champs.

ω : Pulsation.

β_a, β_b : Constantes de propagation des modes a et b selon y .

Lorsqu'il y a couplage entre les deux modes a et b se propageant dans la même direction, les amplitudes ont des variations lentes et obéissent aux équations :

$$\frac{dA}{dy} = jCB .e^{j2\delta y} \quad (\text{III.6})$$

$$\frac{dB}{dy} = jCA .e^{j2\delta y} \quad (\text{III.7})$$

C : Coefficient de couplage entre les deux modes.

A et B : Amplitudes selon y .

$2\delta = \beta_b - \beta_a$: Différence entre constantes de propagation.

En dérivant (III.7), puis en utilisant (III.6), on obtient une équation différentielle du second ordre en B dont la solution générale est donnée par :

$$B(y) = [\alpha_1 .e^{-j\sqrt{\delta^2 + C^2}} + \alpha_2 .e^{j\sqrt{\delta^2 + C^2}}] .e^{j\delta y} \quad (\text{III.8})$$

avec : α_1 et α_2 constantes dépendant des conditions aux limites.

On suppose que l'on regarde le couplage de l'onde a sur l'onde b et qu'à l'entrée de la structure, l'onde b a une amplitude nulle. Dans ce cas les conditions aux limites sont :

$$A(0) = A_0 \Rightarrow \left(\frac{dB}{dy}\right)_{y=0} = -j.C.A_0 \quad (\text{III.9})$$

$$B(0)=0 \quad (\text{III.10})$$

avec A_0 : amplitude de l'onde a en entrée du guide.

L'amplitude complexe de l'onde b prend la forme :

$$B(y) = -j.A_0.e^{j\delta y} \cdot \frac{C}{\sqrt{C^2 + \delta^2}} \text{Sin}(\sqrt{C^2 + \delta^2} \cdot y) \quad (\text{III.11})$$

L'intensité de l'onde b est donnée par le module carré de l'amplitude du mode :

$$T_b = B.B^* \quad (\text{III.12})$$

donc,

$$T_b = \frac{C^2}{C^2 + \delta^2} \cdot \text{Sin}^2(\sqrt{C^2 + \delta^2} \cdot y) \quad (\text{III.13})$$

Où * : désigne le complexe conjugué.

On obtient également l'évolution de l'amplitude complexe de l'onde a en utilisant (III.7) :

$$A(y) = A_0.e^{-j\delta y} \left[\text{Cos}(\sqrt{C^2 + \delta^2} \cdot y) + j \frac{\delta}{\sqrt{C^2 + \delta^2}} \text{Sin}(\sqrt{C^2 + \delta^2} \cdot y) \right] \quad (\text{III.14})$$

L'évolution de l'intensité de l'onde b en fonction de la distance de propagation normalisée $C.y$ pour différentes valeurs du désaccord de phase normalisé δ/C , est représentée dans la *fig.III.10*.

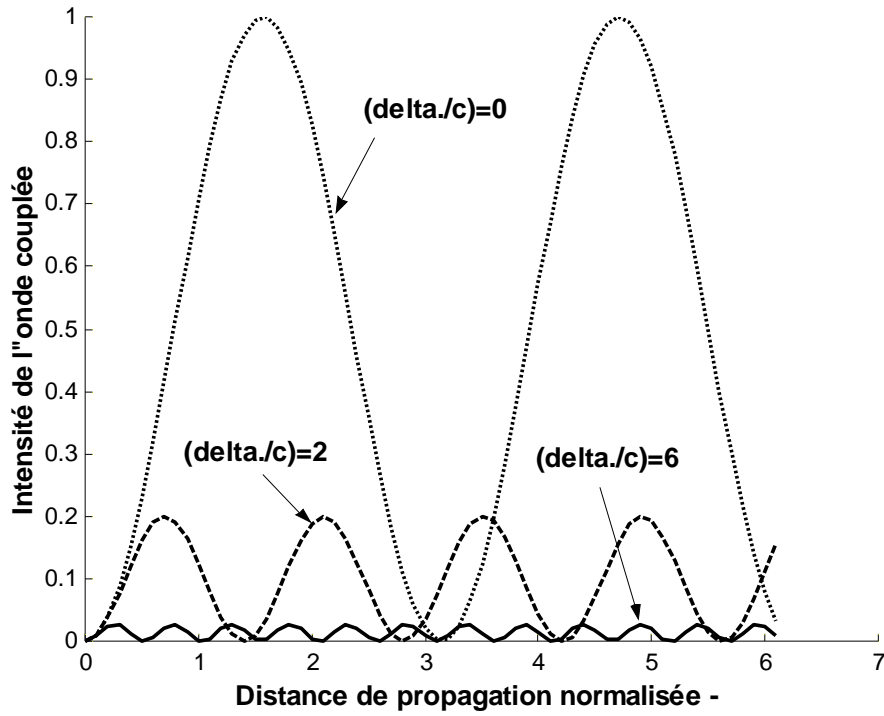


Fig.III.10 : Intensité normalisée en fonction de la distance normalisée avec des différentes valeurs de désaccord de phase δ/C .

On a représenté sur le graphe ci-dessus l'évolution de l'intensité de l'onde couplée pour différentes valeurs du désaccord de phase :

$$\delta/C = 0 \quad \Rightarrow \quad T = \text{Sin}^2(C.y)$$

$$\delta/C = 2 \quad \Rightarrow \quad T = \frac{C^2}{C^2 + 4C^2} \cdot \text{Sin}^2(\sqrt{C^2 + 4C^2} \cdot y) = \frac{1}{5} \text{Sin}^2(\sqrt{5} \cdot C.y)$$

$$\delta/C = 6 \quad \Rightarrow \quad T = \frac{C^2}{C^2 + 32C^2} \cdot \text{Sin}^2(\sqrt{C^2 + 32C^2} \cdot y) = \frac{1}{33} \text{Sin}^2(\sqrt{33} \cdot C.y)$$

III.4.2 Coefficient de couplage périodique :

On peut constater sur la *figure (III.10)* l'existence d'une énergie de couplage périodique. On remarque que l'efficacité maximale de couplage chute rapidement dès que le désaccord de phase devient différent de zéro.

Afin de supprimer ce désaccord, il faut intégrer un terme de phase dans le coefficient de couplage pour le rendre périodique.

On peut écrire :

$$C = C(y) = C_0 \left[e^{j\frac{2\pi}{\Lambda} \cdot y} + e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda} \cdot y} \right] \quad \text{(III.15)}$$

Avec $C(y)$: Coefficient de couplage suivant y .
 $2C_0$: Amplitude maximale du coefficient de couplage.
 Λ : Période du coefficient de couplage.

La périodicité du coefficient de couplage peut être obtenue par l'intermédiaire des électrodes en peigne dans une structure intégrée.

La condition d'accord de phase ressemble à la notion de lames demi-onde par le filtre de Solc massif.

En introduisant l'équation (III.15) dans les équations de couplage (III.6) et (III.7), on obtient deux termes de phase où apparaissent la somme et la différence entre δ et $\frac{2\pi}{\Lambda}$.

Lorsqu'on retient uniquement les termes en différence permettant d'obtenir un désaccord de phase nul à une longueur d'onde λ_0 , ou a :

$$2\delta'(\lambda_0) = |\beta_b(\lambda_0) - \beta_a(\lambda_0)| - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \quad \Rightarrow \quad \lambda_0 = \Delta n_{ph}(\lambda_0) \cdot \Lambda \quad (\text{III.16})$$

avec

$2\delta'$: Désaccord de phase relatif par unité de longueur.

$\beta_a(\lambda_0) = n_a(\lambda_0) \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0}$: Constante de propagation du mode a .

$\beta_b(\lambda_0) = n_b(\lambda_0) \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0}$: Constante de propagation du mode b .

$n_{a,b}$: Indices de phase effectif des modes a et b .

$\Delta n_{ph}(\lambda_0) = |n_b(\lambda_0) - n_a(\lambda_0)|$: Différence entre les indices de phase effectifs des deux modes à λ_0 .

Λ : Périodes des électrodes en peigne.

λ_0 : Longueur d'onde d'efficacité maximale de Couplage.

La longueur d'onde λ_0 est choisie au moment de la conception et fixe la période des électrodes en peigne.

Pour cette longueur d'onde, l'amplitude de l'onde couplée (équation III.11) prend la forme :

$$B(y) = A_0 \cdot \text{Sin}(C \cdot y) \quad (\text{III.17})$$

Le couplage d'énergie dans le mode b devient donc maximal après une distance L , telle que :

$$C.L = \pi/2 \quad (\text{III.18})$$

Cette distance est la moitié de la période spatiale d'énergie. Après avoir parcouru une distance $2L$, l'énergie sera de nouveau entièrement dans le mode a .

On peut s'intéresser à la variation du couplage en fonction du désaccord de phase après une distance L .

Réécrivons l'équation (III.11) :

$$B(y) = -j.A_0.e^{j\delta y} \cdot \frac{C}{\sqrt{C^2 + \delta^2}} \cdot \text{Sin}(\sqrt{C^2 + \delta^2} \cdot y)$$

En prenant le module carré et en simplifiant, on peut écrire l'intensité du mode b sous la forme :

$$T = \left| B\left(\frac{\delta'}{C_0}\right) \right|^2 = A_0^2 \cdot \frac{1}{1 + \frac{\delta'^2}{C_0^2}} \text{Sin}^2\left(\sqrt{1 + \frac{\delta'^2}{C_0^2}} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \quad (\text{III.19})$$

L'équation ci-dessus représente la transmittance spectrale en énergie du filtre, qui est représenté dans les figures : *fig.III.11* , *fig.III.12* et *fig.III.13* pour différente distance de propagation :

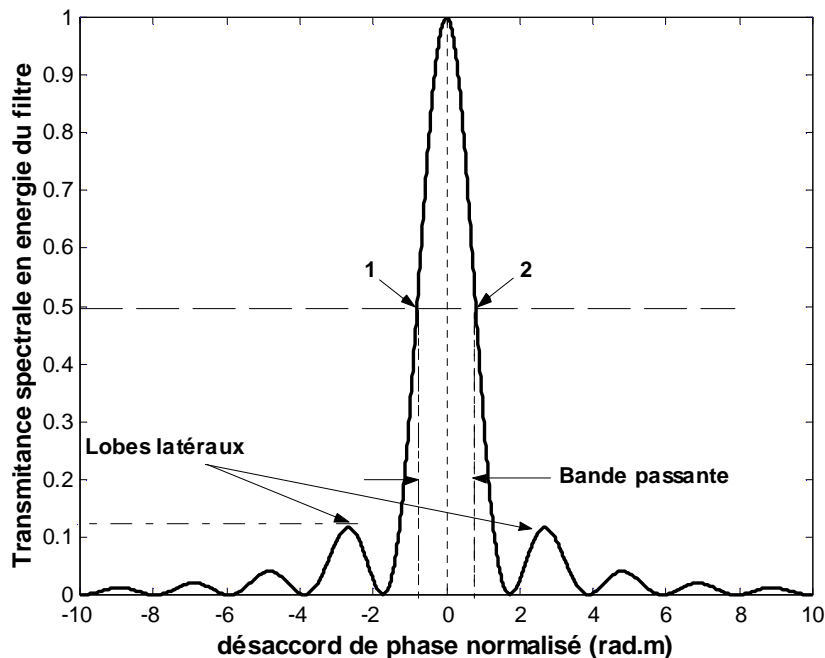


Fig.III.11 : Transmittance spectrale du filtre en fonction du désaccord de phase normalisé

(δ'/C_0) pour une distance de propagation normalisée $C_0.L = \pi/2$.

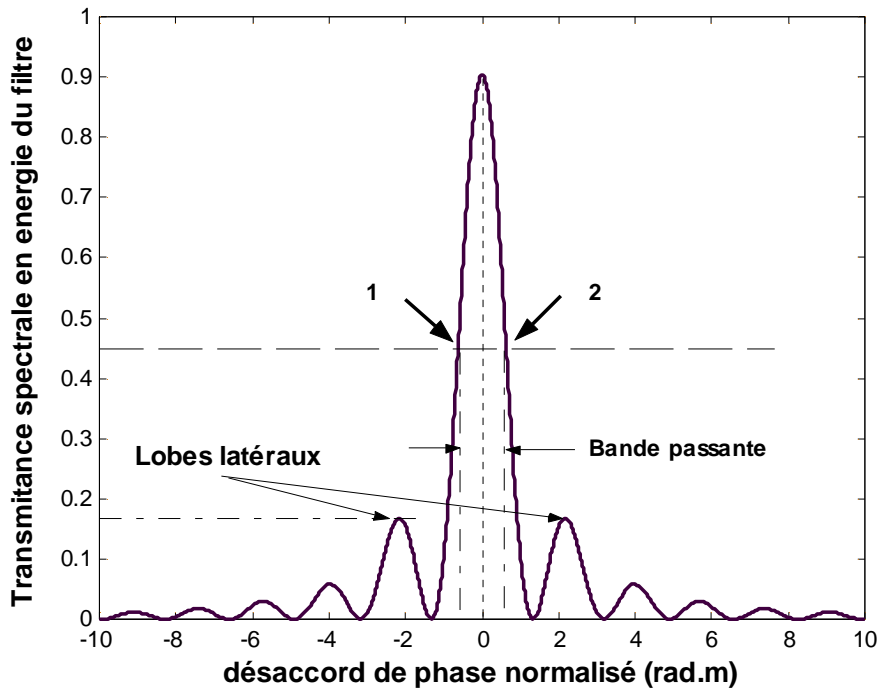


Fig.III.12 : Transmittance spectrale du filtre en fonction du désaccord de phase normalisé

(δ'/C_0) pour une distance de propagation normalisée $C_0L = 1,2\pi/2$.

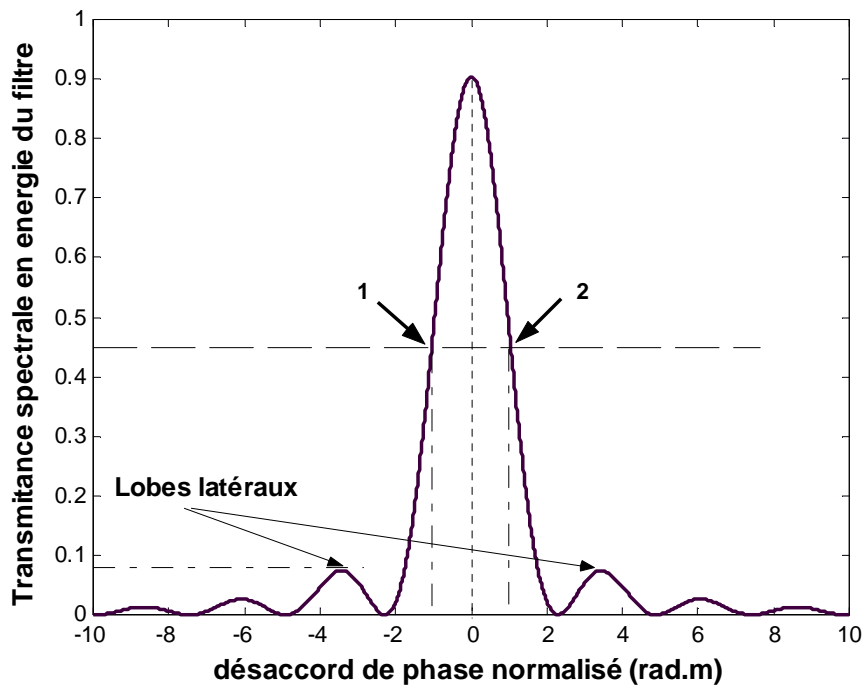


Fig.III.13 : Transmittance spectrale du filtre en fonction du désaccord de phase normalisé

(δ'/C_0) pour une distance de propagation normalisée $C_0L = 0,8\pi/2$.

On peut représenter la transmittance en énergie du filtre en fonction de la longueur d'onde en prenant la valeur centrale de l'échelle λ_0 . (point où $2\delta' = 0$)

L'écart en longueur d'onde par rapport à λ_0 est relié au désaccord de phase par la relation suivante :

$$d\lambda = -\frac{\lambda_0^2}{\Delta ngr(\lambda_0)} \cdot \frac{d\delta'}{\pi} \quad (\text{III.20})$$

avec,

$d\lambda$: Variation de longueur d'onde autour de λ_0 .

$d\delta'$: Variation de désaccord de phase par unité de longueur autour de zéro.

$$\Delta ngr(\lambda_0) = \Delta nph(\lambda_0) - \lambda_0 \left(\frac{\partial \Delta nph}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} \quad : \text{ Différence d'indice de groupe.}$$

On remarque sur la *figure (III.11)*, l'existence de lobes latéraux dont l'amplitude est de l'ordre de 11,64% de l'intensité maximale, alors que pour la *figure (III.12)* on a une amplitude de lobes secondaires importante de l'ordre de 18,54% et pour la dernière *figure (III.13)*, il est de l'ordre de 8,24% de l'intensité maximale.

III.4.3 Bande passante :

La largeur à mi-hauteur du lobe centrale définit la bande passante du filtre. On trouve $\delta'/C_0 \approx \pm 0,798$ pour une distance de propagation de $\pi/2$ alors que pour une distance de $1,2\pi/2$ on a une largeur de $\delta'/C_0 = \pm 0,6269$, enfin pour la dernière *figure (III.13)*, la bande passante est de l'ordre de $\delta'/C_0 = \pm 1,0408$ pour une distance de $0,8\pi/2$. On exprime cette largeur en longueur d'onde par la relation (III.20) et avec :

$$\text{Ø} \quad C_0 L = \pi/2 \quad \text{on obtient :}$$

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\Delta ngr} \cdot 2 \cdot 0,798 \cdot \frac{C_0}{\pi} \approx 0,8 \frac{\lambda_0^2}{\Delta ngr \cdot L} \quad (\text{III.21})$$

$$\emptyset \quad C_0 L = 1,2 \pi / 2 \quad \text{on a :}$$

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\Delta ngr} \cdot 2 \cdot 0,6269 \cdot \frac{C_0}{\pi} \approx 0,75 \frac{\lambda_0^2}{\Delta ngr \cdot L} \quad (\text{III.22})$$

$$\emptyset \quad C_0 L = 0,8 \pi / 2 \quad \text{on trouve :}$$

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{\Delta ngr} \cdot 2 \cdot 1,0408 \cdot \frac{C_0}{\pi} \approx 0,83 \frac{\lambda_0^2}{\Delta ngr \cdot L} \quad (\text{III.23})$$

Avec

$\delta\lambda$: Largeur à mi-hauteur.

L : Longueur totale du filtre.

III.5 Conclusion :

Ainsi, la plupart des composants intégrés que nous avons abordés dans ce chapitre présentent un réel intérêt selon l'usage prévu du filtre spectral accordable.

On peut dire aussi que cette méthode qui est basée sur les équations de couplage fait intervenir le coefficient de couplage qui constitue le taux d'échange d'énergie.

Plus le taux d'échange est faible, plus la bande passante est étroite.

En ce qui concerne les lobes latéraux et la bande passante, on peut dire que l'augmentation de la distance de propagation provoque une diminution de la bande passante et une augmentation de l'amplitude des lobes secondaires ou latéraux.

On peut en déduire qu'à la distance de propagation de $\pi/2$ on a probablement le meilleur filtre au niveau de la finesse.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

[III.1] **A.Yariv**, “coupled-mode theory for guided-wave optics”, J.Quantum.Electron,9:919 (1973)

[III.2] **F.Chollet**, “Réalisation d’un filtre spectral accordable étroit à $1,55\ \mu m$ en optique intégrée sur Niobate de Lithium”, Thèse de docteur de l’université de franche-conté en sciences pour l’ingénieur- (Février 1995)

[III.3] **R.Alferness, R.Schmidt**, “Tunable optical waveguide directionnal coupler filter”, Appl. Phys. Lett., 33 (1978)

[III.4] **H.Taylor**, “Frequency-selective coupling in parallel dielectric waveguides”, Opt. Com., 8 (1973)

[III.5] **R.Alferness, J.Veselka**, “ Simultaneous modulation and wavelengh multiplexing with a tunable Ti:LiNbO3 directional coupler filter”, Electro. Lett., 21 (1985)

[III.6] **Y.Ohmachi, J.Noda**, “LiNbO3 TE-TM mode converter using collinear acoustooptic interaction”, J.Quant. Electron., 13 (1977)

[III.7] **R.Alferness**, “ Efficient waveguide electrooptic TE \leftrightarrow TM mode converter/wavelength filter”, Appl. Phys. Lett., 36 (1980)

[III.8] **W.Warzanskyj, F.Heismann, R.Alferness**, “Polarization independent electro-optically tunable narrow-band wavelength filter”, Appl. Phys. Lett., 53 (1988)

[III.9] **F.Heismann, M.Divino, L.Buhl**, “ Mirror-Folded polarization-independant wavelength filter”, Phot. Technol. Lett., 3 (1991)

[III.10] **J.Sochtig**, “Ti:LiNbO3 stripe waveguide Bragg reflector gratings”, Electron. Lett., 24 (1988)

[III.11] **S.Fouchet**, “Diffusion et implantation de titane dans LiNbO3 en vue de la fabrication de guides optiques et de réseaux de diffraction : application au multiplexage en longueur d’onde, Thèse, Paris XI, (1990)

CHAPITRE IV

ETUDE D'UN FILTRE DE SOLC INTEGRE ACCORDABLE SUR LiNbO_3

IV.1 Introduction :

La conception d'un filtre de Solc massif est difficile à réaliser à cause du grand nombre de lames qu'il comporte et qui doivent être orientées suivant un angle précis. L'accordabilité en longueur d'onde par effet électrooptique nécessiterait des tensions très importantes de l'ordre du KV.

Le type de filtre étudié dans ce chapitre est une structure d'électrodes interdigitées implantées sur un substrat de Niobate de Lithium.

La modélisation de ce type de filtre a été proposée par R.C Alferness [IV.1]. Elle est basée sur le couplage de modes dans un guide d'onde monomode. La matrice de transfert du filtre résulte de deux matrices. L'une présente la partie convertisseur qui effectue la conversion de polarisation TE \rightarrow TM, tandis que l'autre sert à modéliser la partie retardatrice.

Le principe de fonctionnement de ce type de filtre consiste à appliquer simultanément deux champs électriques qui ont pour effet d'induire une rotation des axes neutres du cristal (couplage de modes) et de réaliser la condition d'accord de phase entre les modes TE et TM.

Un deuxième type de filtre permet de s'affranchir de ce problème. Il consiste en une succession d'électrodes interdigitées (conversion de modes) et d'électrodes coplanaires (adaptation de phase) [IV.2] [IV.3] [IV.4].

Une version intégrée de ce type de filtre a été développée au laboratoire d'optique P.M Duffieux de Besançon [IV.4].

Dans ce chapitre, on veut mettre en lumière quelques applications prometteuses de ce filtre accordable en longueur d'onde par voie électro-optique dans une liaison multiplexée en longueur d'onde.

IV.2 Présentation générale du filtre intégré sur Niobate de Lithium (LiNbO₃) :

Le schéma du filtre est proposé sur la *figure IV.1* :

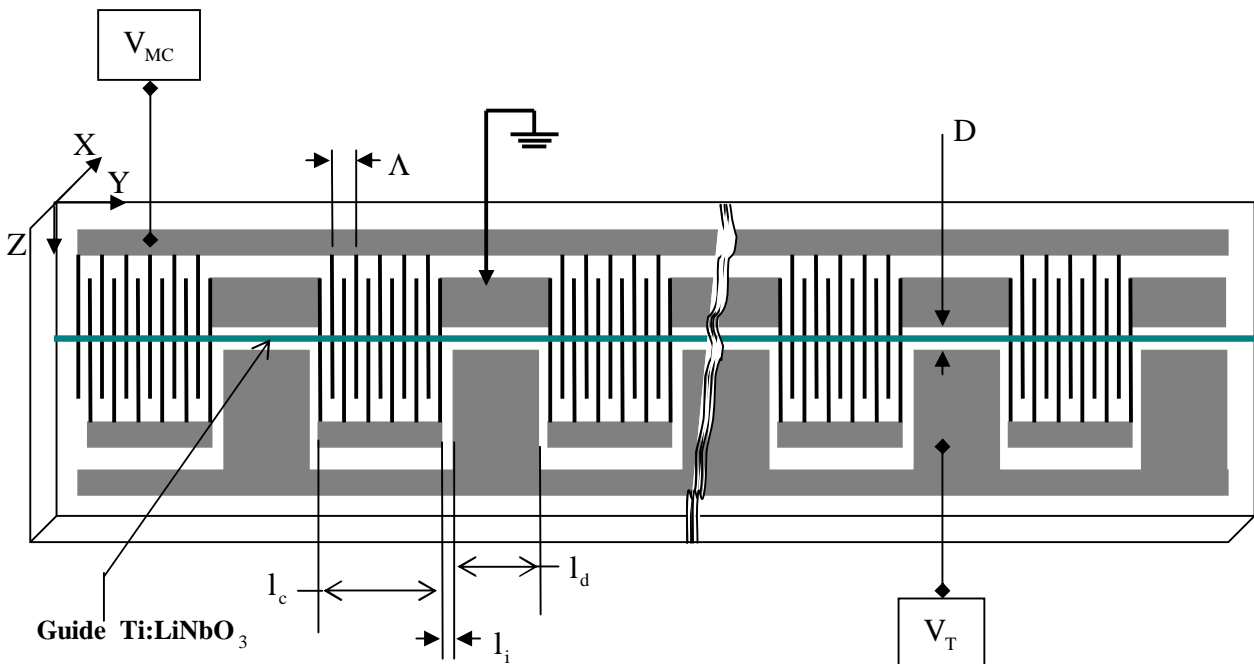


Fig.IV.1 : Filtre intégré sur Niobate de Lithium.

Le filtre étudié est constitué d'un guide d'onde monomode ($\text{Ti} : \text{LiNbO}_3$) réalisé sur un substrat de coupe X, et de propagation Y par diffusion de Titane. Le filtre est composé de deux parties :

- a- Un ensemble de filtres de Solc élémentaires, chacun de longueur l_c . Un filtre de Solc élémentaire est composé d'éléments biréfringents, chacun de longueur $\frac{\Lambda}{2}$. Cet ensemble de filtres élémentaires est piloté par des électrodes interdigitées de pas Λ qui créent une succession de champs électriques longitudinaux de sens alternés. L'orientation des axes neutres de chacun des éléments biréfringents est effectuée électrooptiquement par le champ électrique alternatif introduit par l'ensemble d'électrodes interdigitées lors de l'application d'une tension V_{MC} .

Les axes neutres ont ainsi des azimuts alternatifs de part et d'autre du plan de symétrie du guide.

Comme dans la version en volume, à la longueur d'onde d'accord λ_s , chaque élément de cette section se comporte comme une lame demi-onde qui induit le

basculement de la polarisation du faisceau d'entrée de part et d'autre de la polarisation incidente.

L'effet électrooptique met à profit la composante E_x du champ électrique appliqué et le coefficient électrooptique r_{42} .

La structure interdigitée est alors considérée comme un moyen de moduler les axes neutres des éléments biréfringents chacun de longueur $\Lambda/2$.

- b- Un ensemble de parties retardatrices, chacune de longueur l_d placée entre deux filtres de Solc élémentaires successifs. Cet ensemble de lames retardatrices sert à introduire entre les modes TE et TM un déphasage fixe et un déphasage variable supplémentaire. La variation du déphasage supplémentaire est effectuée par effet électrooptique par l'intermédiaire des coefficients électrooptiques r_{13} et r_{33} et la composante E_z du champ électrique. Le champ électrique est induit par une tension V_T à l'aide d'un ensemble d'électrodes.

L'ensemble des parties retardatrices sert à accorder le filtre à une longueur d'onde λ_F .

IV.3 Couplage de modes dans une structure interdigitée :

Le principe du filtre de Solc étudié et décrit dans le chapitre II s'applique à la structure interdigitée. La théorie exposée dans le cadre du couplage de modes dans le chapitre III a permis de mieux comprendre le mécanisme du filtrage.

Dans cette partie on s'intéresse au calcul du coefficient de couplage d'une structure interdigitée.

On commencera par donner les principaux résultats de l'effet électrooptique afin de les formuler dans un cristal de Niobate de Lithium.

L'application d'un champ électrique externe sur un cristal électrooptique comme le Niobate de Lithium peut se modéliser de différentes manières. La plus courante est d'utiliser l'ellipsoïde des indices [IV.5].

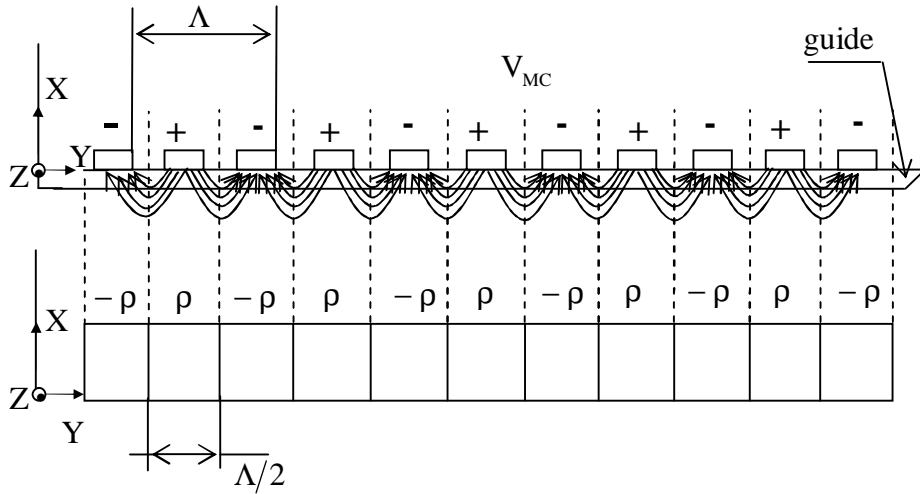


Fig.IV.2 : Une section interdigitée servant à étudier l'interaction électro-optique.

IV.3.1 l'effet électrooptique :

La méthode de l'ellipsoïde des indices peut être appliquée au calcul des indices dans un guide monomode en présence d'un champ électrique.

L'ellipse des indices du guide biréfringent en présence du champ E_x est donnée par [IV.2] :

$$(X/n_{TM})^2 + (Z/n_{TE})^2 + 2r_{42}(\Gamma.V_{MC}/\Lambda/4).XZ = 1 \quad (IV.1)$$

On suppose que le guide est fabriqué à partir d'un guide d'onde monomode implanté sur Niobate de Lithium de coupe X et de propagation Y par diffusion de Titane.

Γ : est le coefficient de recouvrement entre le champ électrique et le champ lumineux.

V_{MC} : est la tension de couplage.

n_{TE} et n_{TM} : sont respectivement les indices de réfraction des modes TE et TM.

L'angle ρ induit par la tension V_{MC} s'exprime à l'aide de l'équation suivante :

$$\rho = r_{42}(n_{TM}^2.n_{TE}^2)/(n_{TM}^2 - n_{TE}^2).\Gamma.V_{MC}/(\Lambda/4) \quad (IV.2)$$

$n_{TM} = 2,2211$, $n_{TE} = 2,1464$ pour une tension $V_{eff} = \Gamma.V_{MC}$ comprise entre 10 et 50 Volts.

Pour le Niobate de Lithium nous avons les coefficients électrooptiques suivants [IV.6] :

$$r_{22} \approx 4 \text{ pm/V}$$

$$r_{13} \approx 8 \text{ pm/V}$$

$$r_{33} \approx 30 \text{ pm/V}$$

$$r_{42} \approx 28 \text{ pm/V}$$

IV.3.2 Détermination du pas interdigité :

La différence de phase entre deux modes après une distance de $\Lambda/2$ est :

$$2\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\Lambda}{2} \cdot \Delta n_{ph} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\Lambda}{2} \cdot (n_{TM} - n_{TE}) \quad (\text{IV.3})$$

$\Delta n_{ph} = n_{TM} - n_{TE}$ étant la différence d'indice de phase.

La partie interdigitée se comporte comme un ensemble des lames biréfringentes où chacune d'elles introduit un retard de 2Φ .

Comme dans un filtre de Solc, la transmission maximale à une longueur d'onde λ_0 est réalisée lorsque $2\Phi = \pi$.

On aboutit à la relation suivante donnant le pas interdigité :

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{\Delta n_{ph}} \quad (\text{IV.4})$$

IV.3.3 Détermination du coefficient de couplage :

Par analogie avec un filtre de Solc, la zone interdigitée se comporte comme un ensemble de lames biréfringentes d'épaisseur $\Lambda/2$. L'obtention d'un angle ρ est déterminée par la tension effective V_{eff} .

Alferness a proposé un modèle mathématique basé sur le couplage des modes TE et TM et dont le coefficient de couplage est donné par l'expression :

$$C = 4\pi \cdot r_{42} V_{\text{eff}} / \Lambda^2 \cdot (n_{TE} \cdot n_{TM})^{3/2} / (n_{TM} - n_{TE}) \cdot f \quad (\text{IV.5})$$

avec $V_{\text{eff}} = \Gamma \cdot V_{\text{Mc}}$

f : rapport cyclique tel que $f = \frac{l_c}{l_c + l_d}$

IV.3.4 Bande passante à mi-hauteur du filtre :

Le couplage de modes dans le guide pour une longueur d'onde est réalisé lorsque $\Lambda = \frac{\lambda_0}{\Delta n_{ph}}$.

La bande passante du filtre est donnée par l'équation (III.21) du chapitre précédent :

$$\delta\lambda = 0,8 \cdot \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{gr} \cdot L} \quad (IV.6)$$

$\delta\lambda$: Largeur à mi-hauteur.

L : Longueur total du filtre.

Δn_{gr} : Différence d'indice de groupe.

La bande passante donnée par l'équation (IV.6) est déterminée par la longueur totale d'interaction L et par l'écart d'indice de groupe Δn_{gr} .

On remarque que c'est la longueur totale d'interaction L qui intervient dans l'expression de la bande passante et non la longueur totale des sections interdigitées.

Dans la zone interdigitée de longueur l_c , la conversion TE à TM s'effectue avec un coefficient de couplage constant. Dans la zone retardatrice il y a absence de couplage et le coefficient de couplage C est nul sur toute la longueur l_d .

L'ensemble se répète M fois. Cette répétition peut être modélisée par un peigne de Dirac Δ_Y .

Le filtre en question est une fenêtre sur y dont l'ouverture est $L=M \cdot (l_c+l_d)$. Finalement le filtre peut être considéré comme un convertisseur $TE \rightleftharpoons TM$ de longueur total L et dont la répartition spatiale du coefficient de couplage est une série de signaux carrés de période $p=(l_c+l_d)$.

IV.3.5 Intervalle Spectrale libre :

La relation de transformé de fourier existant entre la dépendance selon la direction de propagation du coefficient de couplage et la transmittance d'un dispositif fonctionnant sur le principe de couplage de mode a été mise en évidence par J.Evans [IV.7] .

L'existence des pics secondaires de conversion situés périodiquement de part et d'autre du lobe central n'est rien d'autre que l'intervalle spectral libre du filtre (ISL).

Il s'exprime par :

$$\Delta\lambda_{ISL} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{gr}} \cdot \frac{1}{l_C + l_A} \quad (IV.7)$$

$\Delta\lambda_{ISL}$: intervalle spectral libre du filtre.

l_C : longueur de la section de conversion.

l_A : longueur de la section d'accord.

Δn_{gr} : différence d'indice de groupe à λ_0 .

IV.4 Caractéristiques du filtre :

D'après la relation (IV.6) donnant l'expression de la bande passante à mi-hauteur du filtre :

$$\delta\lambda = 0,8 \cdot \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{gr} \cdot L}$$

Pour avoir la meilleure sélectivité du filtre c'est-à-dire une largeur de bande étroite, il faut que le dispositif présente une forte biréfringence.

Le Niobate de Lithium est un matériau qui remplit cette spécificité.

Afin d'optimiser les effets des champs électriques créés par les électrodes, on doit utiliser des cristaux de LiNbO_3 de coupe X avec une propagation suivant l'axe Y. LiNbO_3 est un cristal dit uniaxe dont l'axe cristallographique correspond à l'axe optique extraordinaire et c'est l'axe Z.

Le mode de propagation ayant une polarisation parallèle à l'axe ordinaire est le mode TM, tandis que le mode parallèle à l'axe extraordinaire est le mode TE.

A la longueur d'onde de fonctionnement de $1,55 \mu\text{m}$, la biréfringence du Niobate de Lithium est de $\Delta n_{ph} = 0,073$ et $\Delta n_{gr} = 0,082$ [IV.8] [IV.9].

La longueur L du filtre permettant d'obtenir une bande passante de 1nm est :

$$L = 0,8 \cdot \frac{\lambda_0^2}{0,082 \cdot \delta\lambda} = 92\text{mm} \quad (\text{IV.8})$$

La période des électrodes en peigne est déterminée par la relation d'accord de phase :

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{\Delta n_{ph}} = 21,2\mu\text{m}$$

Le nombre de sections est $L/\Lambda \approx 4340$ de longueur $21,2\mu\text{m}$.

D'après [IV.8], une tension de $V_M = 100\text{V}$ entre les électrodes d'accord espacées de $10\mu\text{m}$ donne une gamme d'accord du filtre :

$$\Delta\lambda \approx 18 \cdot (1 - f) \quad \text{en (nm)} \quad (\text{IV.9})$$

Où f est le rapport cyclique défini par $f = \frac{l_c}{l_c + l_d}$

l_c : longueur de la section de conversion.

l_d : longueur de la section d'accord.

$$\text{Le nombre de canaux est } N = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \frac{18 \cdot (1 - f)}{\delta\lambda}$$

Si l'on veut utiliser 15 canaux on doit avoir :

$$N \cdot \delta\lambda = 18 \cdot (1 - f) \quad \Rightarrow \quad (1 - f) = \frac{N \cdot \delta\lambda}{18}$$

$$\Rightarrow f = 1 - \frac{N \cdot \delta\lambda}{18} = 1 - \frac{15 \times 1}{18} = 1 - \frac{15}{18} = 0,17$$

On peut choisir l_c et l_d permettant d'obtenir un $f=0,17$.

$$\emptyset \text{ Si } l_c = 10 \cdot \Lambda = 212\mu\text{m}$$

$$\Rightarrow 0,17 = \frac{10.\Lambda}{10.\Lambda + l_d} \Rightarrow l_d = 48,82.\Lambda$$

$$\Rightarrow l_d \approx 49.\Lambda$$

Ø Si $l_c = 5.\Lambda = 106\mu m$

$$\Rightarrow 0,17 = \frac{5.\Lambda}{5.\Lambda + l_d} \Rightarrow l_d = 24,41.\Lambda$$

$$\Rightarrow l_d \approx 24 \text{ à } 25 \Lambda$$

L'intervalle spectral libre (ISL) est donné par l'expression (IV.7)

$$\Delta\lambda_{ISL} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta n_{gr}} \cdot \frac{1}{l_c + l_d}$$

Ø Pour $l_c = 10.\Lambda = 212\mu m$ et $l_d = 49.\Lambda = 1038\mu m$

$$\Rightarrow \Delta\lambda_{ISL} = \frac{(1.55)^2}{0,082} \cdot \frac{1}{10\Lambda + 49\Lambda} \Rightarrow \Delta\lambda_{ISL} = 29,3 \cdot \frac{1}{59\Lambda} \Rightarrow \Delta\lambda_{ISL} = \frac{29,3}{59\Lambda}$$

$$\Rightarrow \Delta\lambda_{ISL} = \frac{29,3}{59 \times 21,2} = 0,0234\mu m$$

Ø Pour $l_c = 5.\Lambda = 106\mu m$ et $l_d = 25.\Lambda = 530\mu m$

$$\Rightarrow \Delta\lambda_{ISL} = \frac{(1.55)^2}{0,082} \cdot \frac{1}{5\Lambda + 25\Lambda} \Rightarrow \Delta\lambda_{ISL} = 29,3 \cdot \frac{1}{30\Lambda} \Rightarrow \Delta\lambda_{ISL} = \frac{29,3}{30\Lambda}$$

$$\Rightarrow \Delta\lambda_{ISL} = \frac{29,3}{30 \times 21,2} = 0,04606\mu m$$

Procédure de fabrication du filtre en optique intégrée :

Dans le travail qu'on s'était fixé, on a étudié le comportement du filtre de Solc sans nous préoccuper de sa réalisation en optique intégrée sur Niobate de Lithium.

Le process de fabrication de ce type de composante passe par les étapes suivantes [IV.10]:

1. Conception des masques de photolithographie.
2. Implantation du guide d'onde dans le Substrat.
3. Réalisation des électrodes de commande.
4. Filtrage et mise en boîtier du composant.

IV.5 Comparaison entre le formalisme de Jones et la méthode de couplage des ondes :

Nous avons étudié dans les chapitres II et III la synthèse d'un filtre de Solc par la méthode de Jones ainsi que par la méthode de couplage. On se propose dans cette partie de faire une comparaison entre les deux méthodes.

La synthèse du filtre de Solc de deuxième espèce par le formalisme de Jones donne une fonction de transmission représentée par :

$$T = |tg(2\rho) \cdot \cos(\chi) \cdot \sin(N\chi) / \sin \chi|^2$$

$$\text{Avec : } \cos(\chi) = \cos(2\rho) \cdot \cos\left(\frac{1}{2}\phi\right)$$

La fonction de transmission du même filtre par la méthode de couplage s'exprime par :

$$T = A_0^2 \cdot \frac{1}{1 + \frac{\delta'^2}{C_0^2}} \sin^2\left(\sqrt{1 + \frac{\delta'^2}{C_0^2}} \cdot \frac{\pi}{2}\right)$$

$$\text{Avec } \frac{\delta'^2}{C_0^2} : \text{ est le désaccord de phase}$$

Les figures IV.3, IV.4 et IV.5 représentent respectivement la transmission par rapport $\lambda - \lambda_0$, d'un filtre de Solc calculée par la méthode Jones et par la méthode de couplage pour 5, 10 et 100 lames :

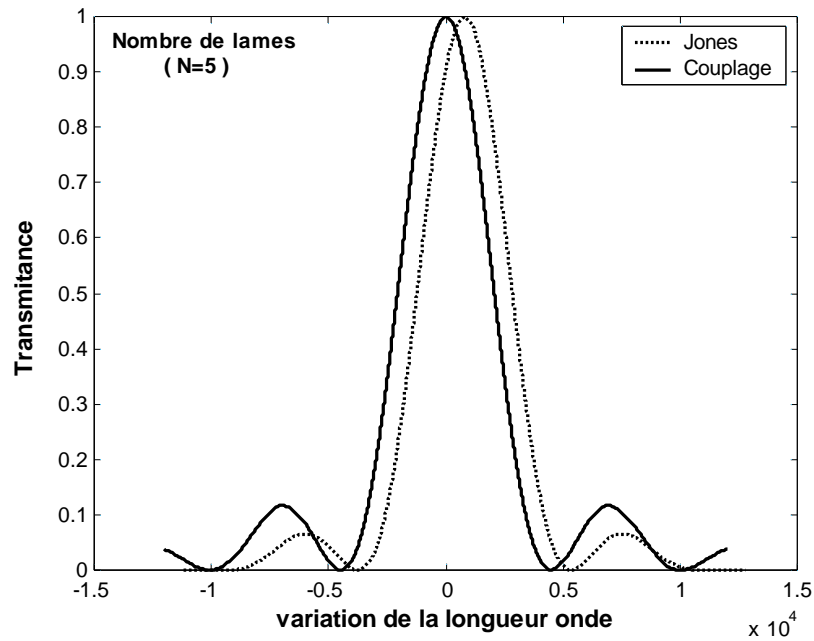


Fig.IV.3 : Comparaison entre la méthode de Jones et de Couplage appliqué sur un filtre de Solc de (5 lames)

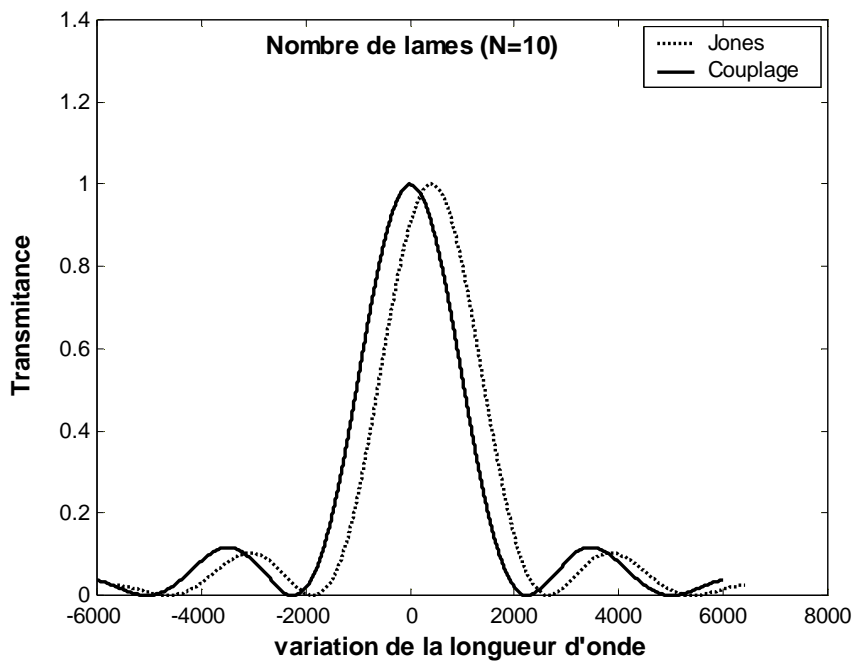


Fig.IV.4 : Comparaison entre la méthode de Jones et de Couplage appliqué sur un filtre de Solc de (10 lames)

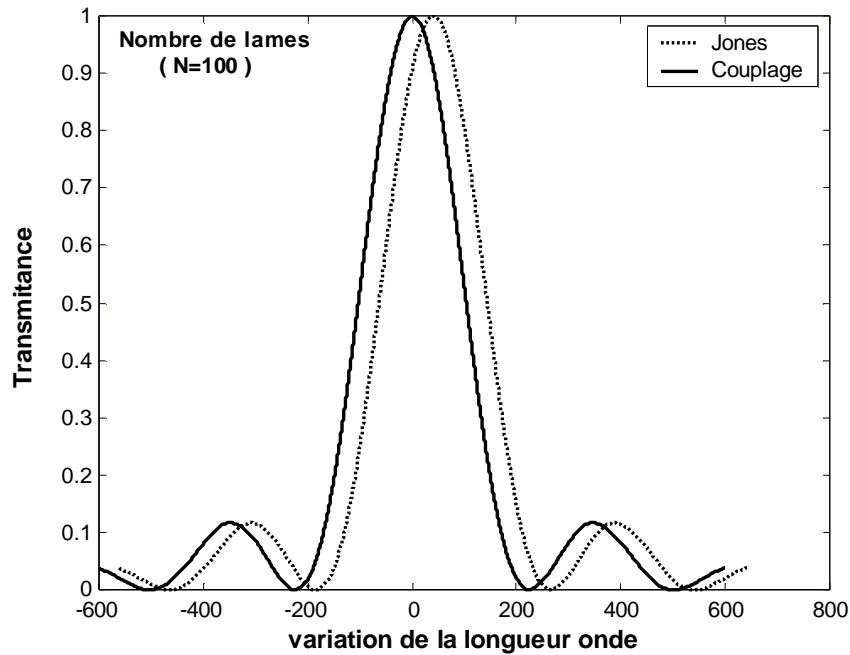


Fig.IV.5 : Comparaison entre la méthode de Jones et de Couplage appliqué sur un filtre de Solc de (100 lames)

On peut bien voir sur les trois figures IV.3, IV.4 et IV.5 que la bande passante du filtre de Solc est la même pour les deux méthodes et cela pour différentes valeurs de N, c-à-d pour différentes nombre de lames. Donc les lobes principaux sont indépendants du nombre de lames N.

Par contre la méthode par le couplage des ondes montre une légère surestimation en ce qui concerne les lobes latéraux, en particulier pour un filtre composé d'un petit nombre de cristaux. Les valeurs des lobes secondaires donner par les exemples simuler sont représentés sur le tableau suivant :

	Nombre de lames (N=5)	Nombre de lames (N=10)	Nombre de lames (N=100)
Jones	6,57%	10,29%	11,65%
Couplage	11,65%	11,65%	11,65%

Tableau IV.1 : comparaison entre les lobes secondaires des deux méthodes pour différentes valeurs de N

Nous remarquons que la méthode de couplage prévoit la même largeur spectrale que la méthode de série de matrices de Jones.

On peut conclure que le formalisme de Jones donne un meilleur résultat par rapport à la méthode par le coulage des ondes et cela au niveau de la finesse du filtre.

IV.6 Conclusion

Il a été montré dans ce chapitre un exemple d'utilisation du filtre intégrée de Solc appliqué en tant que démultiplexeur en longueur d'onde. Malgré le développement technologique important de ce dispositif, aucune application système n'a à notre connaissance vue le jour. La démultiplexeur étudié nécessite encore des améliorations. Le nombre de canaux pouvant être sélectionnées est limité par la présence des lobes secondaires. De plus il a été montré que le dispositif présentait une faible vitesse de commutation (de l'ordre de 10KHz) [IV.2].

Une étude plus approfondie doit être réalisée, au niveau du procédé technologique d'intégration sur Niobate de Lithium.

En effet, tout changement dans les paramètres de diffusion se traduit par une modification importante de la différence d'indice effectif qui induit à son tour une nouvelle périodicité des électrodes en peigne.

Il faut tenir compte également des pertes fibre, composant-fibre ainsi que les pertes dues aux deux polariseurs à filtre nécessaires au fonctionnement du filtre.

Les problèmes pouvant se poser au niveau de la gravure tant des guides que des électrodes sont bien réels. Une bande passante inférieure à $0,5nm$ est impossible à obtenir actuellement avec un filtre de Solc électro-optique. Cependant ce type de filtre présente l'avantage d'avoir un assez large domaine spectral d'accord (de l'ordre de $15nm$) qui permet de couvrir une bande assez large de la courbe de gain des amplificateurs à fibre dopée Erbium (20 à $30nm$).

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

[IV.1] **R.Alfernss, J.Veselka**, “Simultaneous modulation and wavelength multiplexing with a tunable Ti :LiNbO₃ directional coupler filter”, *Electro.Lett*, 21 :466 (1985)

[IV.2] **G.Ramantoko**, “Etude et réalisation d’un filtre intégré”, Thèse de Doctorat, Besançon (1992)

[IV.3] **F.Heismann, R.C Alferness**, “Wavelength_tunable electro-optic polarisation conversion in birefringent waveguides”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-24, N° 1 (1988)

[IV.4] **F.Heismann and Al**, “Narrow-linewidth electro-optically tunable IGaAsP-Ti; LiNbO₃ extended cavity laser”, *Applied Physics Letters*, Vol. 51, N° 3 (1987)

[IV.5] **Brinkmann R., Sohler W., and Suche H.**, "Continuous-wave erbium-diffused LiNbO₃ waveguide laser", *Electron. Lett.*, 27, n° 5, 415-417 (1991)

[IV.6] **Nicolas Grossard**, “Etude théorique et expérimentale d’un convertisseur de polarisation intégré sur semiconducteur de type III-V”, Thèse Doctorat L’université de Franche-Comté France N° 859 (2001)

[IV.7] **J.Evans**, “The birefringent filter”, *Josa*, 48:142 (1940)

[IV.8] **F.Heismann, L.L.Buhl et R.C Alferness**, “Electro-optically Tunable Narrowband Ti:LiNbO₃ Wavelength Filter”, *Elect.Lett*, Vol.23, N° .11, pp 572-574 (1987)

[IV.9] **D.Nelson, R.Mikulyak**, “Refractive indices of congruently melting Lithium Niobate”, *J.Appl. phys* 45 : 3688 (1974)

[IV.10] **E. Lallier**, “Lasers en optique intégrée”, Thomson-CSF, Laboratoire Central de Recherches, France (1995)

CONCLUSION GENERALE

Les travaux réalisés ont concerné l'étude théorique, et la réalisation pratique d'un filtre spectral accordable intégré sur Niobate de Lithium fonctionnant à $1,55\ \mu m$.

On a présenté quelques types de filtres chromatiques. Plusieurs principes physiques ont été décrits et exploités afin d'obtenir une accordabilité de la fréquence transmise par les différents dispositifs.

- Les interférences à ondes multiples sont mises à profit dans le cas d'un étalon Fabry-Pérot électrooptique.
- Un filtrage chromatique reposant sur l'utilisation des filtres de Lyot et de Solc (interféromètre à polarisation) permet d'obtenir un accord en longueur d'onde.
- Le couplage de polarisation peut être obtenu également à l'aide d'un convertisseur de mode TE – TM intégré.

Le but de ce travail était de montrer la similitude existant entre un filtre biréfringent massif et son équivalent en optique intégrée.

L'étude théorique de la propagation de la lumière dans les filtres (Lyot, Solc) nous a permis de mieux comprendre les effets d'un milieu anisotrope. La modélisation des phénomènes de polarisation par le formalisme de Jones a permis une meilleure présentation.

Nous avons ensuite étudié l'intégration du filtre de Solc en optique intégrée. Le principe de fonctionnement est basé sur la conversion de polarisation par une structure d'électrodes interdigitées. Le fait de réaliser un filtre accordable intégré permet d'obtenir des tensions d'accord relativement faible. En revanche la réalisation demande une grande maîtrise technologique.

Il faudra trouver également un compromis entre une plage d'accordabilité assez grande (zones de conversion de petites tailles), et l'élimination des longueurs d'onde satellites (zones de conversion de petite taille).