Table des Matières

Liste des figures

Liste des Tableaux

Introduction Générale ……. 1

Chapitre I : Présentation des différents filtres optiques et leurs applications

I.1. Introduction …….…3

I.2. Principe général de réalisation des filtres optiques …….3

I.3. Caractéristiques des filtres optiques ……..…..4

I.4. les différents filtres optiques ……..……6

I.4.1.Filtres diélectriques ……..…..6

I.4.1.1.Introduction …….....6

I.4.1.2.Théorie des filtres interférentiels ……7

I.4.1.2.1.Introduction …….……7

I.4.1.2.2.Filtres multi couches Anti Réflexion (AR)……..……7

I.4.1.2.3.Filtres multi couches avec Haute Réflexion (HR)……8

I.4.1.2.4.Filtre passe bande ……..….…9

I.4.1.3.Coupleurs à trois ports basés sur des lentilles ……..…10

I.4.1.4.Composants en zigzag ……...11

I.4.1.5.Quelques exemples d'application des filtres interférentiels …….…12

I.4.2.Filtres optiques accordables ……..15

I.4.2.1.Introduction ……..……15

I.4.2.2.Coupleurs directionnels 2×2 accordables ……17

I.4.2.3.Filtres multi réseaux accordables ……17

I.4.3.Filtres microondes à cavité optique ……..19

I.4.4.Filtre acousto-optique accordable ……20

I.5.Conclusion …….…..22

Chapitre II : L'effet électro-optique dans les matériaux anisotropes

II.1 Introduction …….……24

II.2. Matériaux anisotropes ……25
II.2.1 Définition d'un milieu non linéaire et anisotrope ……...…25
II.3. Permittivité diélectrique …….…26
II.4.Imperméabilité diélectrique…….27
II.5.Ellipsoïde des indices……...…27
II.6.L'effet électro-optique …….…30
II.6.1. Description générale de l'effet électro-optique ……30
II.6.2. Tenseurs électro-optiques ……....31
II.6.3. Représentation matricielle des tenseurs…….32
II.6.3.1 Symétries thermodynamiques……..…32
II.7.L'effet Pockels……..…33
II.7.1.Exemple de l'effet pokels……..…..35
II.7.1.1.les cristaux de KDP …….35
II.7.1.1.1.Généralisé ……...….35
II.7.1.1.2.Coefficients électro-optiques……...36
II.7.1.1.3.Effet électro-optique longitudinale…….……..…38
II.7.1.1.4.Effet électro-optique transversal……..39
II.8. Conclusion……...…41

Chapitre III : Etude des filtres de Šolc et Lyot accordables en longueurs d'onde

III.1.Introduction …….…..43
III.2.Procédure de conception …….……..43
III.3.Généralité sur le filtre de Šolc et le filtre de Lyot …….45
III.4.Le rôle du filtre du Šolc et Lyot ……45
III.5.Simulation du filtre de Šolc accordable …….45
III.5.1.Calcul de la matrice globale en utilisant le concept de Jones …….45
III.5.2.L'accrodabilité……47
III.5.2.1.Comparaison entre le filtre de Šolc non accordable et accordable…...49
III.5.3.Représentation de chaque canal de l'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez) …….……..…..51
III.6.Simulation du filtre de Lyot accordable …….....…52
III.6.1.Calcule de la matrice globale en utilisant le concept de Jones ……..…52

III.6.2.L'accordabilité …….…..54

III.6.2.1.Comparaison entre le filtre de Lyot non accordable et accordable….54

III.6.3.Représentation de l'indice extraordinaire (Nz) en fonction

Du champ électrique(Ez) …….…56

III.6.4. Comparaison entre le filtre de Šolc et le filtre de Lyot ……..…58

III.7 Conclusion ……..59

Référence Bibliographie…….…….63

Liste des figures

Chapitre I : Présentation des différents filtres optiques et leurs applications

Figure I.1 : Effet d'élargissement d'une raie monochromatique (λ_0) par modulation d'intensité sinusoïdale à la fréquence Ω……..…….……6

Figure I.2 : Spectres de réflectivité d'un multi couches conçu avec 5, 10 et 15 périodes, centrés sur la longueur d'onde 1550 nm, avec nB=1,45 et nE=2 ,1…….…..…..9

Figure 1.3 : profil spectrale d'un filtre passe bande Fabry-Pérot à 3 cavités ……..…..10

Figure I.4 : Schéma d'un filtre à couches minces avec trois ports……10

Figure I.5 : Schéma d'un composant en zigzag……..12

Figure I.6 : Mise en cascade de deux Pérot-Fabry accordables, intégrés sur niobate de lithium……...……..13

Figure I.7 : Performances et transmittance théorique d'un filtre à deux cavités Fabry- Pérot intégrées en cascade……13

Figure I.8 : Performances d'un filtre composé de sept Mach-Zehnder intégrés en cascade sur si et transmittance théorique……14

Figure I.9 : Concept de base d'un filtre optique accordable……..15

Figure I.10 : Coupleur directionnel multi-électrodes fabriqué sur un crystal $LiNbO_3$…..…17

Figure I.11 : Principe de fonctionnement des filtres multi réseaux accordables……..…….18

Figure I.12 : Représentation schématique du filtre à cavité optique passive……19

Figure I.13 : Représentation schématique du filtre à cavité optique active ……..20

Figure I.14 : Filtre électro-optique accordable ……..21

Figure I.15 : Fonctions de transfert mesurées et simulées en fonction des fréquences de contrôles RF appliquées à l'AOTF, b) 85.4 MHz et 85 MHz, c) 85.4 MHz et 84.7 MHz…..21

Chapitre II : l'effet électro-optique dans les matériaux anisotropes

Figure II.1 : Le milieu non linéaire et anisotrope ……..……25

Figure II.2 : Ellipsoïde des indices…….28

Figure II.3 : Représentent la variation de l'indice extraordinaire en fonction de la longueur d'onde variant de 200 à 900 nm…….…….35

Figure II.4 : Représentent la variation de l'indice ordinaire en fonction de la longueur d'onde variant de 200 à 900 nm…….…….36
Figure II.5 : Configuration du cristal de KDP…….……..37
Figure II.6 : Rotation des axes de 1'ellipsoide des indices…….…….37
Figure II.7 : Effet pokels longitudinale…….……..38
Figure II.8 : Effet pokels transversal……..…….…..39

Chapitre III : Etude des filtres de Šolc et Lyot accordables en longueurs d'onde

Figure III.1 : Filtre de Šolc à deux polariseurs …….43
Figure III.2 : Filtre de Lyot à trois polariseurs …….……44
Figure III.3 : Architecture du filtre de Šolc sans application de champs électrique……..46
Figure III.4 : Synthèse La transmission en fonction de la longueur d'onde…….46
Figure III.5 : Architecture du filtre de Šolc en appliquant deux tensions électriques, Vdc1 et Vdc2……48
Figure III.6 : Synthèse de l'accordable du filtre de Šolc……48
Figure III.7 : Comparaison entre la première et la deuxième partie de simulation……49
Figure III.8 : synthèse l'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez1)..51
Figure III.9 : Synthèse l'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez2)..52
Figure III.10 : coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde……..53
Figure III.11 : coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde……..54
Figure III.12 : Comparaison entre la première et la deuxième partie de simulation……...55
Figure III.13 : L'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez1)…….57
Figure III.14 : L'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez2)……..57
Figure III.15 : Comparaison entre le filtre de Šolc et le filtre de Lyot…….……58

Liste des Tableaux

Tableau I.1 : Caractéristiques d'un filtre optique intégré…….4

Tableaux II.1 : coefficient électro optique de quelques matériaux……34

Tableaux III.1 : Résultats de simulation (1)……47

Tableaux III.2 : Résultats de simulation (2)……50

Tableaux III.3 : Résultats de simulation (3)……53

Tableaux III.4 : Résultats de simulation (4)……..…….56

Introduction Générale

RapportGratuit.com

Introduction générale

Le monde des télécommunications a connu d'importantes évolutions depuis la mise au point du télégraphe (sur câble électrique) en 1837 par Samuel Morse et l'invention du téléphone en 1875 par Alexander Graham Bell. En effet, grâce à la théorie électromagnétique de James Clerk Maxwell qui prédit l'existence des ondes radio en 1864, Heinrich Hertz a prouvé expérimentalement l'existence de ces ondes en 1887. Par la suite Olivier James a établi une communication sans fil sur une distance de 140 mètres en 1894 et Guglielmo Marconi a effectué la première transmission transatlantique en 1901. Un grand pas a été effectué durant les deux derniers siècles avec le développement des systèmes de transmission sur câbles et sur ondes hertziennes mais la qualité et le débit d'une transmission est resté toujours d'une grande importance. L'idée de servir de la lumière dans les communications remonte aux feux de bois utilisés par les Grecs et les Perses ainsi qu'aux torches enflammées utilisées par les Romains. En 1958 et avec l'invention du laser, l'idée d'utiliser l'optique surgit de nouveau. Le laser est un générateur de lumière cohérente, stable, et monochromatique, pouvait remplir dans le domaine lumineux le même rôle que l'oscillateur radioélectrique dans le cas des ondes hertziennes. Les premières expériences de transmission étaient dans l'atmosphère qui s'est révélé un milieu de transmission dispersif et absorbant. L'idée de guider la lumière sans l'affaiblir a abouti aux fibres optiques. Au début, la recherche s'est concentrée sur le perfectionnement des fibres optiques dont l'atténuation est passée de 1000 dB/km en 1966 à 0.2 dB/km en 1979.

Le filtrage d'un signal lumineux est une fonction très importante dans une liaison optique, car en télécommunications nous nous intéressons aux sources lasers monochromatiques d'où la nécessité de concevoir et optimiser des filtres optiques avec des spectres étroits. Les filtres de Šolc et de Lyot est un exemple de filtres optiques qui produisent plusieurs canaux simultanément, et qui permettent de sélectionner, et en même temps de diminuer le bruit, de plusieurs longueurs d'onde d'un signal multiplexé, avant de passer à l'étage de démodulation. Une telle fonction consiste à améliorer le facteur de qualité et le taux d'erreur binaire d'une chaine de transmission haut débit.

Notre mémoire englobe trois parties. Dans le premier chapitre, nous évoquerons les différents filtres optiques largement utilisés pour concevoir les multiplexeurs et les démultiplexeurs optiques. Alors que dans le deuxième chapitre, nous étudierons l'effet électro-optique dans les matériaux anisotropes. Enfin, le dernier chapitre sera consacré à l'étude et la simulation des filtres de Šolc et de Lyot accordables basés sur le matériau du Niobate de Lithium, qui fonctionnent avec un espacement fréquentiel de 50 GHz.

Chapitre I

Présentation des différents filtres optiques et leurs applications

Rapport-gratuit.com
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES

I.1. Introduction :

Les filtres ont été déposés à l'aide du DIBS (Dual Ion Beam Sputtering) du groupe La RFIS (Laboratoire des Revêtements Fonctionnels et Ingénierie des Surfaces) de l'école Polytechnique de Montréal. Les filtres ont été conçus et déposés par Bill Baloukas. [I.1]

Un filtre optique est avant tout un résonateur Fabry-Pérot composé de deux miroirs de Bragg séparés par une cavité résonante d'*Air*.

Le miroir de Bragg est un empilement multicouche constitué d'une succession périodique de couches de haut et bas indice de réfraction.

Les épaisseurs optiques de ces couches sont un multiple de $\lambda/4$. Sa réflectivité et la largeur de bande interdite de photon sont respectivement fonction du nombre de périodes et de la différence d'indice de réfraction.

L'épaisseur de la cavité résonante est un multiple de $\lambda/2$. [I.2]

Les performances du filtre sont définies par la largeur de bande passante à -3 dB, l'espacement entre canaux et la gamme d'accordabilité et la transmittance.

Toutefois, pour atteindre une largeur de bande passante à -3 dB inférieure à 100 GHz (*0,8 nm*), il est indispensable d'avoir des miroirs de réflectivité supérieure à 99%.[I.2] Les miroirs de Bragg à forte différence d'indice permettent d'atteindre de telles réflectivités et d'obtenir de grande gamme d'actuation tout en limitant le nombre de période, ce qui réduit considérablement les temps d'épitaxie.

L'accordabilité est réalisée en déplaçant, au moyen d'un champ électrostatique, la lame du miroir de Bragg supérieur adjacente à la cavité. [I.2]

Notons néanmoins que la réalisation de filtres compatibles avec les spécifications du WDM demande une maîtrise des procédés de micro usinage et d'ingénierie des contraintes. [I.2]

I.2. Principe général de réalisation des filtres optiques :

Parmi tous les filtres microondes réalisés par voie optique, nous distinguons les filtres réalisés en optique cohérente et ceux en optique incohérente.

Dans les filtres fonctionnant en optique cohérente, la phase de la porteuse optique est utilisée. [I.3]

Des réponses impulsionnelles contenant des échantillons de poids négatifs peuvent alors être réalisées et offrent alors une large gamme de gabarit de filtres synthétisables [I.3]

Cependant la phase de l'onde optique doit être contrôlée avec beaucoup de précision.

Elle est de plus soumise aux perturbations extérieures (variation de la température, de la pression) et rend alors la structure instable optiquement. [I.3]

Dans ce contexte, peu de filtres microondes sont aujourd'hui synthétisés par cette méthode.

La deuxième catégorie concerne les filtres fonctionnant en régime optique incohérent et ne requiert pas le contrôle de la phase de l'onde optique.

La mise en œuvre du filtre microonde est alors largement facilitée et cette structure est optiquement stable.

De par la très grande variété des différents filtres synthétisés et afin de simplifier l'exposé, notre choix s'est concentré sur les filtres issus d'un fonctionnement en régime incohérent. [I.3]

I.3. Caractéristiques des filtres optiques :

Symbole	Description	Échelle ou unité
N	nombre de canaux que l'on peut adresser	1
Taux	taux d'accord : variation de la grandeur de réglage pour déplacer la longueur d'onde filtrée de $\delta\lambda$	mA ou V ou kHz
Reject	taux de réjection minimal entre canaux	dB
λ_0	longueur d'onde centrale du filtrage	µm
$\delta\lambda$	plage d'accord (espacement entre canaux)	µm
$\Delta\lambda$	largueur de la bande passante mesurée à mi-hauteur (FWHM)	nm
Polar	sensibilité à la polarisation	nulle, faible, forte
τ	temps de commutation entre canaux	ns
Pertes	pertes optiques	dB
Robust	résistance aux contraintes mécanique, thermique	grande, moyenne, faible
Util	difficulté d'utilisation	simple, moyenne, complexe
Fabric	difficulté de fabrication	simple, moyenne, complexe

Tableau I.1 Caractéristiques d'un filtre optique intégré [I.4].

- Le taux de réjection du filtre (reject.) est défini comme le rapport entre l'amplitude maximale de la transmittance du filtre en dehors d'une bande de largeur $2\Delta\lambda$ centrée sur la longueur d'onde centrale du filtre (tout en restant dans la plage d'accord $\delta\lambda$), et l'amplitude du maximum de la transmittance. Il représente fréquemment le rapport entre l'amplitude

maximale des lobes latéraux que présentent la transmittance et le maximum de cette transmittance. [I.4]

- La longueur d'onde centrale du filtre (λ_0) est prise pour référence autour de 1.55 µm. C'est en effet cette longueur d'onde que tendent à utiliser les opérateurs de télécommunications, afin de profiter du minimum d'atténuation dans les fibres en silice.

  De plus, si la spécification importante du filtre est le nombre de canaux que l'on peut adresser (N), il ne faut cependant pas négliger l'importance individuelle des deux paramètres qui permettent son évaluation (i. e. $N = \Delta\lambda/\delta\lambda$). En effet, la plage d'accord du filtre ($\delta\lambda$) doit être assez étroite pour permettre l'utilisation d'amplificateur optique dans la liaison.

  Les amplificateurs à fibre dopée à l'erbium présentent, à l'heure actuelle, une bande d'amplification utilisable d'environ 10 nm (soit 1400 GHz), qui donne une idée du $\Delta\lambda$ maximal acceptable. [I.5]

- La sensibilité à la polarisation du filtre a été quantifiée en trois niveaux :

  Forte : lorsque le dispositif ne peut pas fonctionner selon certains états de polarisation d'entrée (présence d'un polariseur en entrée). [I.5]

  Faible : lorsque l'évolution de la polarisation n'empêchait pas le fonctionnement du filtre mais faisait varier son efficacité de quelques dB, amenant une simple pénalité à la liaison. [I.6]

  Nulle : lorsque l'état de polarisation de la lumière en entrée du dispositif n'avait aucune n'influence sur le signal de sortie.

- Le temps de commutation entre canaux. Si celui-ci peut être très inférieur à la durée du temps bit (disons $\tau \approx 1/3$ durée d'un bit), il ouvre la possibilité d'un routage optique de l'information.

  En effet, le filtre permet ainsi la sélection d'un nouveau canal sans perte d'information, autorisant son utilisation à des fonctions de commutation et d'interconnexion sur les réseaux en WDM. [I.6]

- La largeur à mi-hauteur de la bande passante du filtre ($\delta\lambda$) présente-elle aussi un intérêt intrinsèque dans le cadre des spécifications d'une liaison par WDM. Elle est conditionnée par la largeur spectrale de la source laser constituant un canal élémentaire et surtout par le débit d'information sur ce canal.

  En effet, la bande spectrale porteuse de l'information subira un élargissement environ égal au double de ce débit 2. [I.4]

  Lorsque celui-ci deviendra important, c'est bien lui qui conditionnera la largeur de la bande spectrale porteuse de l'information, la largeur spectrale de la source étant alors négligeable

(nous réalisons couramment des diodes laser dont la largeur de raie est inférieure à 10 MHz), comme le montre la Figure (I.1) [I.4].

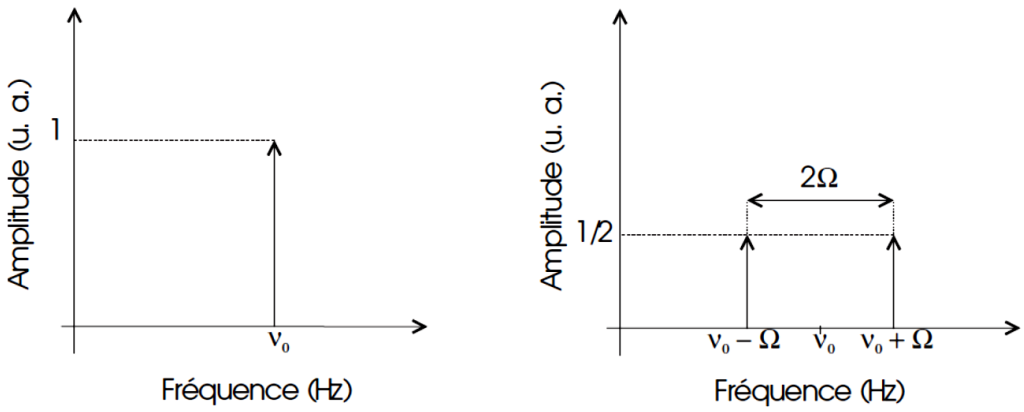

Figure I.1. Effet d'élargissement d'une raie monochromatique (λ_0) par modulation d'intensité sinusoïdale à la fréquence Ω [I.7].

I.4. les différents filtres optiques :

I.4.1 Filtres diélectriques :

I.4.1.1 Introduction :

Les filtres multi couches diélectriques étaient les premiers types de filtres qui ont été largement déployés dans les systèmes de transmission multiplexés en longueurs d'onde dès le début des années 1990. [I.8]

Ces filtres diélectriques ont été utilisés au début dans des systèmes MDL (Multiplexage de Division en Longueur d'onde) à 200 GHz (1.6 nm), ils ont été améliorés après pour fonctionner sur un espacement fréquentiel de 100 GHz.

Ces filtres multi couches se retrouvaient dans beaucoup d'applications comme les filtres à aplanissement de gain pour les amplificateurs à fibres dopées Erbium, les filtres de division de bande, et plus récemment pour l'implémentation des modules à faibles coûts de filtres avec gros espacements en longueurs d'onde utilisés généralement dans les réseaux locaux. [I.8]

Les filtres multi couches diélectriques sont largement utilisés dans les réseaux optiques grâce à leurs bonnes rentabilités et leurs stabilités à long terme.

Ces filtres sont conçus pour avoir une excellente stabilité en longueurs d'onde, une caractéristique qui les rend des candidats idéals pour des composants passifs. Alors, ce type de filtres est parfois utilisé pour une stabilisation en longueurs d'onde dans des composants actifs.

Les filtres multi couche utilisés dans un multiplexage en longueurs d'onde dense sont caractérisés par des pertes d'insertion faibles, des pertes dépendantes de polarisation faibles et une bonne isolation.

Les filtres diélectriques sont utilisés dans des architectures modulaires où nous commençons avec un petit nombre de canaux et la capacité peut être étendue par la suite [I.8]

I.4.1.2 Théorie des filtres interférentiels :

I.4.1.2.1 Introduction :

Les filtres interférentiels à hautes performances sont souvent constitués d'empilements d'un grand nombre de couches minces, parfois plus d'une centaine, dont les épaisseurs doivent être précisément maîtrisées.

Avec les meilleures techniques de dépôt actuelles telles que l'évaporation assistée et la pulvérisation ionique, la reproductibilité des matériaux déposés est très bonne, et de plus, l'automatisation du matériel rend possible la réalisation d'empilements de plusieurs dizaines de couches.

La présence en permanence d'un opérateur à côté du bâti pour stopper le dépôt de chaque couche n'est plus requise, ainsi la réalisation d'empilements nécessitant plusieurs heures de dépôt n'est plus un problème.

La principale difficulté concerne la précision de l'arrêt du dépôt de chaque couche et celle-ci est directement liée au choix des méthodes de contrôle.

Leur amélioration constitue donc un enjeu majeur pour atteindre des spécifications toujours plus drastiques. [I.9].

I.4.1.2.2.Filtres multi couches Anti Réflexion (AR) :

Nous désirons limiter l'importance des reflets produits lors la traversée d'un dioptre d'après les formules de Fresnel un dioptre air-verre (d'indice N) traversé sous incidence normale possède un pouvoir réflecteur r égale à (N-1)/ (N+1). [I.10]

Les vibrations incidentes et réfléchies ne présentent pas de différence de phase liées à la réflexion.

L'idée de la couche anti-reflet (AR) est d'annuler le rayon réfléchi par un rayon en opposition de phase résultant de la réflexion sur une couche d'indice $n<N$. [I.10]

Compte-tenu des valeurs des indices de réflexion sur les différents dioptres, il est inutile de prendre en compte les rayons qui résultent des réflexions multiples qui se produisent dans la couche anti-reflet. Si A_0 désigne l'amplitude de l'onde incidente, l'amplitude de l'onde réfléchie par la couche mince est :

$A1 = r1 * A0 = A0 * (n - 1)/ (n + 1).$

L'amplitude de l'onde réfléchie par le dioptre est :

$A2 = r2 * A0 = A0 * (N - n)/(N + n).$

Ces deux amplitudes sont égales si n=√N.

Pour obtenir l'opposition de phase entre deux ondes, il faut que la différence de marche $(2 * n * e)$ soit égale à un nombre impair de longueur d'onde.

Avec :

e : l'épaisseur de la lame

La correction n'est donc en principe valable que pour une seule longueur d'onde.

En pratique les résultats sont satisfaisants pour presque tout le spectre visible. Pour une incidente autre que l'incidente normale, les calculs deviennent complexes mais les résultats restent valides. [I .10]

I.4.1.2.3.Filtres multi couches avec Haute Réflexion (HR) :

La structure de base d'un diélectrique HR consiste à alterner des couches, qui chacune est constituée de deux matériaux différents, un d'entre eux est caractérisé par un indice de réfraction élevé et l'autre est caractérisé par un indice de réfraction bas.

L'épaisseur physique de chaque couche est λ0/4n, où λ0 est la longueur d'onde désirée et n est l'indice de réfraction du matériau utilisé. Les couches qui possèdent une épaisseur physique qui s'écrit sous la forme citée précédemment sont appelées des couches quartes d'onde.

Un multi couches HR est conçu de la manière suivante [I.11]

$$Substrat \mid (EB)^p \mid Ambiant$$

Où E et B représentent des couches quartes d'onde d'indices de réfraction élevé et bas, respectivement. La puissance p détermine combien de fois la période est répétée.

La figure (I.2) présente le spectre de réflexion d'un multi couches HR conçu à 5, 10 et 15 périodes.

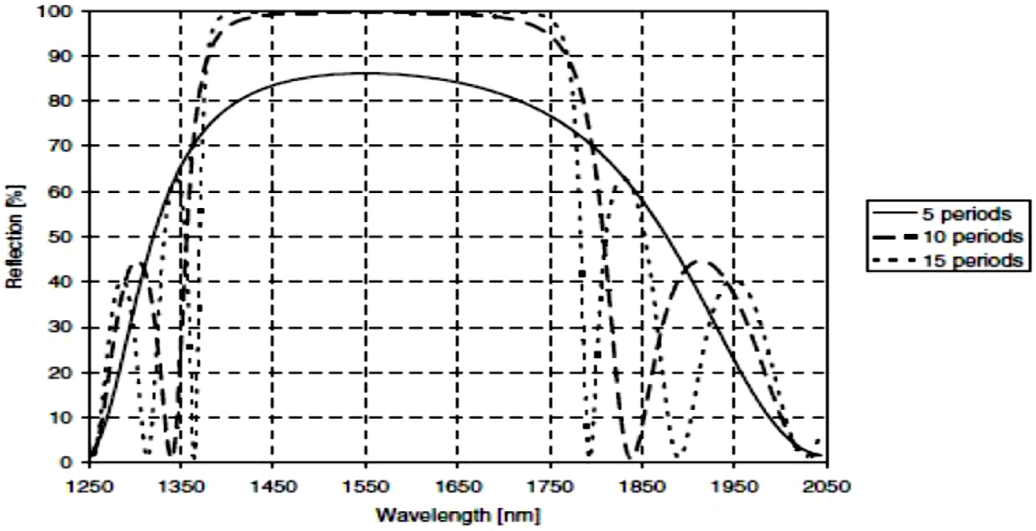

Figure I.2. Spectres de réflectivité d'un multi couches conçu avec 5, 10 et 15 périodes, centrés sur la longueur d'onde 1550 nm, avec nB=1,45 et nE=2 ,1 [I.11]

I.4.1.2.4.Filtre passe bande :

Les empilements multicouches interférentiels font l'objet d'études approfondies, tant au niveau de la modélisation ou du design, que des techniques de dépôts et des matériaux utilisés, afin de répondre aux performances toujours plus exigeantes demandées par l'industrie ou la recherche.

Dans les cas extrêmes, les spécifications sont si sévères que la performance optique de l'empilement devienne alors sensible aux sollicitations extérieures. [I.11]

Prenons le cas pour les filtres passe-bande très étroits utilisés en télécommunications optiques qui doivent garder une grande stabilité de leur longueur d'onde centrale indépendamment des fortes variations de température auxquels ils peuvent être soumis.[I.11]

Le domaine des télécommunications optiques a notamment amené les industriels à fournir des composants optoélectroniques répondant à des spécifications très exigeantes.

Nous ne souhaitons pas en dresser ici une liste exhaustive, mais plutôt nous intéressons à un type de filtres utilisé dans les réseaux de télécommunications optiques, et dont le potentiel de [I.11] développement fut d'une portée gigantesque : le filtre à bande passante très étroite, ou *Dense Wavelength Division Multiplexing* (DWDM).

Ce filtre fut développé industriellement dans les années 1990, et permet d'augmenter considérablement la bande passante des télécommunications par fibre optique en rendant possible la multiplication du nombre de canaux spectraux transmis à l'intérieur d'une même fibre (multiplexage en longueur d'onde).

Du fait du faible espacement de ces différents canaux (environ 0,8 nm pour un filtre 100 GHz (WDM) par exemple), ces filtres demandent une parfaite stabilité dans le temps de leur longueur d'onde centrale qui est égale $\lambda = 1554{,}2\ nm$ avec une transmittance maximale $I = 1$ à.

La figure (I.3) présente Le profil spectral transmis par ce filtre. [I.11]

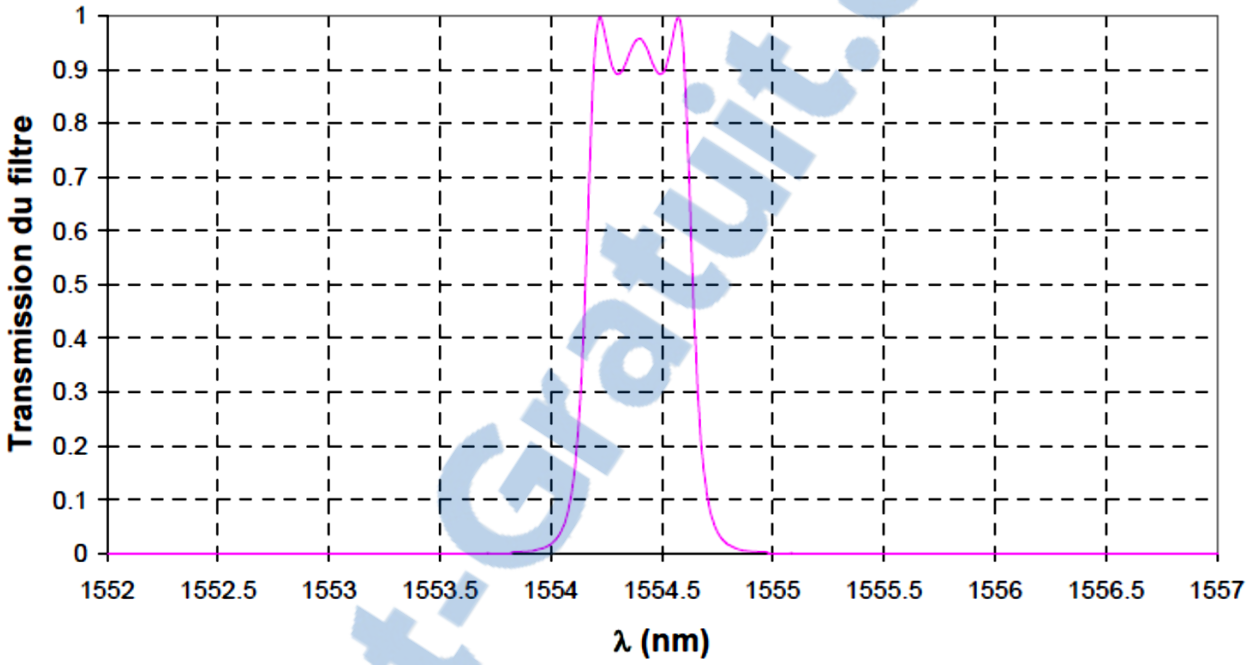

Figure I.3 : profil spectrale d'un filtre passe bande Fabry-Pérot à 3 cavités [I.12]

I.4.1.3.Coupleurs à trois ports basés sur des lentilles :

La divergence de la lumière à partir d'une fibre nécessite souvent l'utilisation des lentilles pour collimater la lumière dans des composants constitués de filtres à couches minces.

Un schéma d'un filtre à couches minces avec trois ports est représenté sur la figure (I.4).

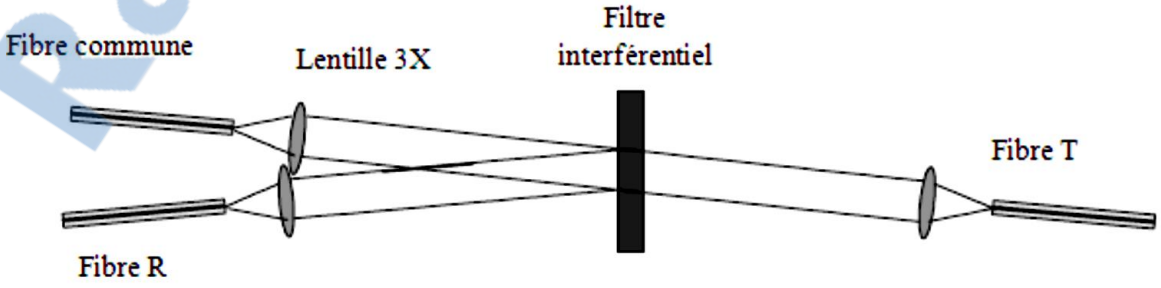

Figure I.4 : Schéma d'un filtre à couches minces avec trois ports [I.11]

Rapport-Gratuit.com

La lumière qui émerge de la fibre commune est collimatée par la première lentille et interagit après avec le filtre interférentiel.

La lumière transmise par le filtre est couplée dans la fibre T par une autre lentille, alors que la lumière réfléchie par le filtre est couplée dans la fibre R.

Comme il est montré sur la figure (I.4)**,** le dispositif permet de séparer deux bandes spectrales entrantes, il fonctionne alors comme un démultiplexeur.

Nous pouvons aussi utiliser ce dispositif avec une configuration inversée de telle sorte qu'il peut combiner deux bandes spectrales. Ce composant peut fonctionner aussi comme un multiplexeur. [I.11]

Un collimateur réduit la divergence des faisceaux lumineux et rend ces faisceaux sous forme d'ondes planes. Ce dispositif réduit l'angle d'incidence nécessaire pour séparer les faisceaux dans un composant multi ports. De petits angles d'incidence permettent de réduire la sensibilité de polarisation d'un filtre. Dans des configurations typiques nous utilisons seulement des angles de petits degrés. [I.13, I .14]

I.4.1.4.Composants en zigzag :

Les composants décrits dans les paragraphes précédents fonctionnent en entourant un filtre par des lentilles, de telle sorte que pour chaque opération de réflexion ou de transmission un faisceau est couplé à l'entrée et à la sortie de la fibre. Cette configuration souffre des pertes associées avec plusieurs opérations de couplage, ainsi le coût de fabrication est élevé à cause du grand nombre de lentilles utilisées. Un dispositif qui réduit les effets de pertes de couplage, il est montré dans la figure. (I.5). [I.15]

Ce composant a été utilisé pour démultiplexeur six canaux espacés de 40 nm dans la gamme 725-920 nm. Ces dispositifs sont appelés « zigzag »à cause du trajet que parcourt un faisceau dans le bloc. La géométrie en zigzag a été implémentée dans la longueur d'onde 1550 nm au milieu des années 1990, et la fabrication d'un dispositif en zigzag à 16 canaux. . [I.16]

Ce type de composants a été utilisé dans l'implémentation des multiplexeurs avec gros espacements inter-canal (Coarse multiplexers, en anglais) dans des liaisons de réseaux locaux. [I.15]

La figure. (I.5) présente un composant zigzag

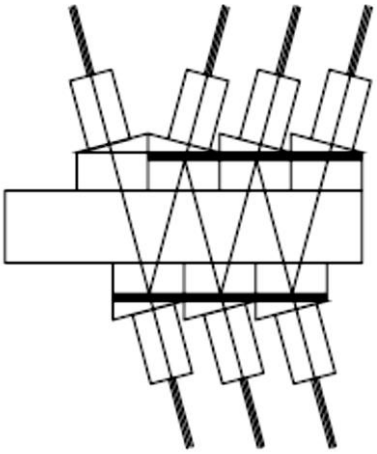

Figure I.5 : Schéma d'un composant en zigzag [I.15]

I.4.1.5.Quelques exemples d'application des filtres interférentiels :

Le filtre interférentiel intégré basé sur la mise en cascade de deux interféromètres de Fabry-Pérot, à notre connaissance, n'ai jamais été expérimenté. Cependant des études théoriques, et celles effectuées sur des composants massifs, ont montré son intérêt. La configuration étudiée était celle de la figure (I.6) et ses performances théoriques sont résumées dans le tableau de la Fig. (I.7). [I.17]

La difficulté d'utilisation est liée à la loi d'accord complexe qui régit la sélection des canaux, nécessitant l'usage d'un synthétiseur numérique de tension. Celui-ci limite aussi fortement la vitesse de commutation. Nous remarquerons la faible robustesse, liée au principe de filtrage résonnant. Ainsi les effets d'une variation d'indice dans le milieu (d'origine thermique, via l'effet thermo-optique, par exemple), seront littéralement amplifiés par les multiples allers-retours de la lumière dans la cavité-guide d'onde. Parallèlement, les contraintes de fabrication risquent de devenir très sévères. [I.4]

Rapport-gratuit.com
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES

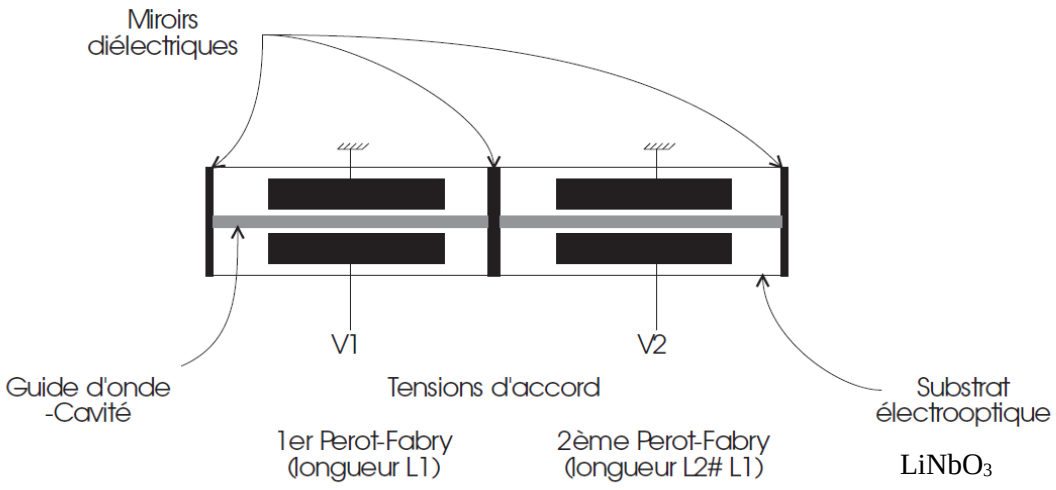

Figure I.6 : Mise en cascade de deux Pérot-Fabry accordables, intégrés sur Niobate de Lithium. [I.4]

Symbole	Magnitude
N	≈400
Λ	1.55 µm
Reject	≈ −9 dB
Taux	1 V / canal
$\delta\lambda$	3.9 nm
$\Delta\lambda$	0.01 nm
Polar	forte
Pertes	3.5 dB
Fabric	complexe
Util	complexe
Robust	faible

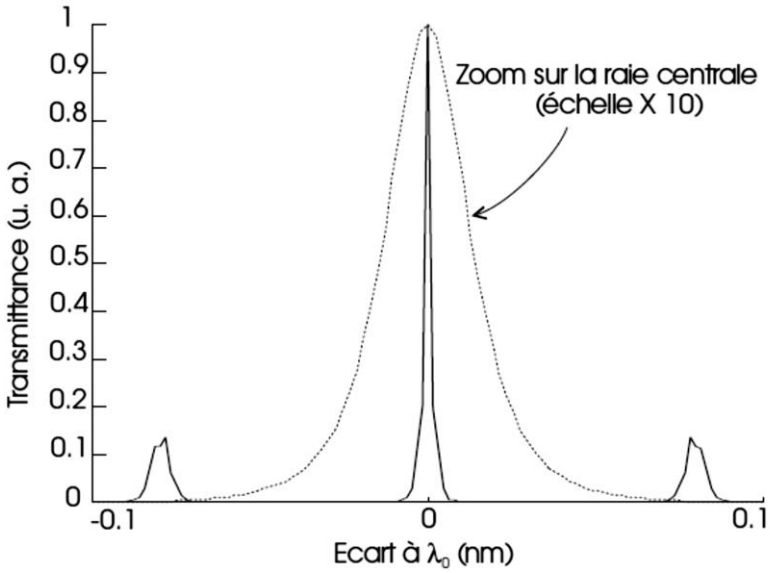

Figure I.7 : Performances et transmittance théorique d'un filtre à deux cavités Fabry-Pérot intégrées en cascade [I.4]

L'autre principe interférentiel, mettant en œuvre une cascade d'interféromètres à deux ondes de Mach-Zehnder. Nous avons ainsi implanté sur un substrat de silicium sept Mach-Zehnder en cascade, dont l'accord est assuré thermiquement (utilisation de l'effet thermo-

optique). Les performances d'un tel dispositif sont données dans le tableau de la figure (I.8). [I.18]

Symbole	Magnitude
N	128
Λ	1.55 µm
Reject	≈ 20 dB
$\delta\lambda$	≈9,6 nm
Δλ	≈ 0,08 nm
Polar	forte
τ	0.5 s
Pertes	6.7 dB
Fabric	moyenne
Util	complexe
Robust	faible

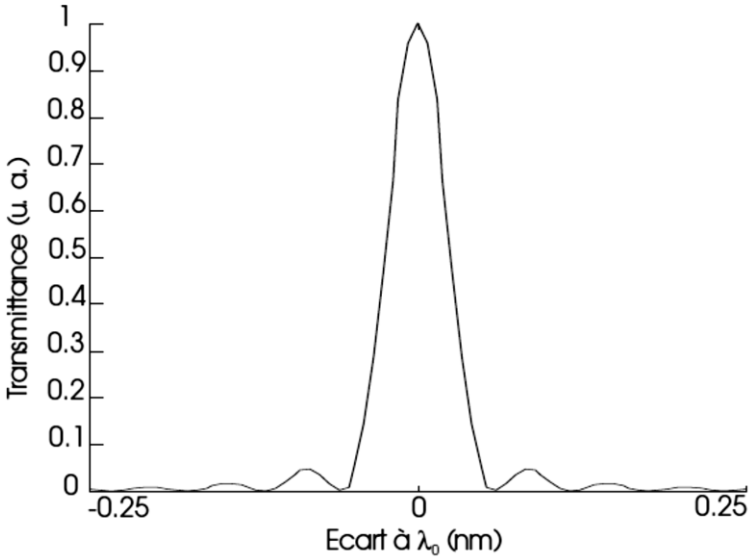

Figure I.8 : Performances d'un filtre composé de sept Mach-Zehnder intégrés en cascade sur si et transmittance théorique. [I.4]

Lenteur et complexité d'utilisation sont liées, car il est nécessaire d'ajuster sept Mach-Zehnder (par échauffement local d'un des bras, donc avec une constante de temps d'environ 10ms) afin de choisir la longueur d'onde filtrée, dans le signal d'entrée [I.4]. Au lieu d'utiliser un substrat de silicium (accord thermo-optique) nous pouvons imaginer prendre un substrat électro-optique comme le Niobate de Lithium. Les temps de commutation (accord électro-optique) diminueraient alors fortement. Cependant les guides obtenus sur silicium permettent d'utiliser des courbes de très faible rayon pour les bras de l'interféromètre, ce qui n'est pas possible avec la filière Niobate de Lithium. Une cascade de sept Mach-Zehnder sur ce dernier substrat, pourrait difficilement être manipulée. [I.4]

I.4.2.Filtres optiques accordables :

I.4.2.1.Introduction :

Les filtres optiques dynamiquement accordables dans une certaine bande de fréquence optique sont utilisés pour augmenter la flexibilité d'un réseau MDL (Multiplexage de Division en Longueur d'onde) [I.19].La plupart des filtres accordables fonctionnent avec les mêmes principes utilisés par les filtres passifs décrits dans les sections précédentes. La seule différence est que dans les composants actifs, au moins une seule branche d'un coupleur est modifiée en changeant sa longueur ou son indice de réfraction en lui appliquant un gradient de température, une tension électrique ou une pression mécanique.

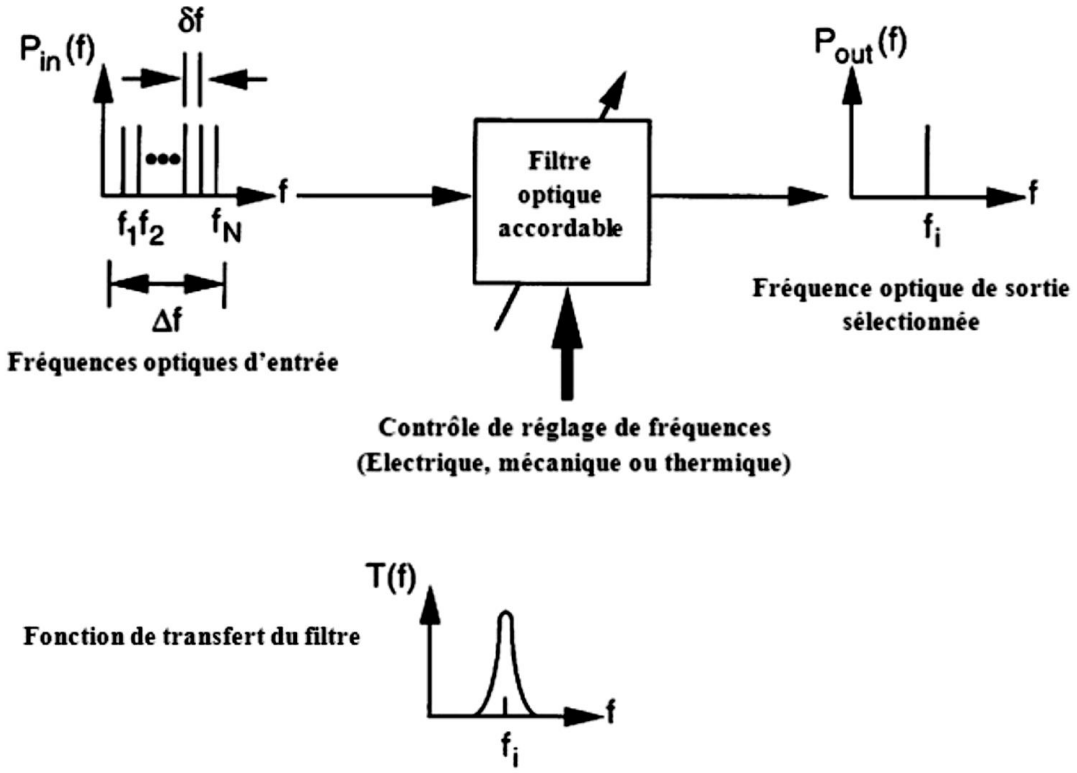

Figure I.9 : Concept de base d'un filtre optique accordable [I.20]

La figure (I.9) montre le concept de base d'un filtre optique accordable. Ce filtre opère sur une gamme de fréquences Δf et il est réglé électriquement pour permettre de faire passer une seule longueur d'onde. Les paramètres principaux de ce système accordable sont les suivants : [I.19]

1. L'intervalle de réglage Δf dans lequel le filtre est accordé. Supposant que ce filtre est réglé sur une de ces deux longueurs d'onde 1300 nm ou 1500 nm, alors une bande de 25 THz (Δλ=200 nm) sera un intervalle de réglage raisonnable pour cette opération. Dans les réseaux où nous utilisons des amplificateurs optiques basés sur des fibres, un intervalle maximale de réglage de Δλ=35 nm centré sur 1550 nm (ou Δf=4.4 THz centré sur 193.1 THz) est utilisé.
2. L'espacement inter-canal δf, qui est la séparation fréquentielle minimale nécessaire entre les canaux pour garantir une dégradation de diaphonie minimale. Le niveau de signal de la diaphonie par rapport à un canal adjacent est généralement à environ 30 dB au-dessous du signal désiré.
3. Le nombre maximal de canaux N_{ca} est défini par le nombre maximal de canaux équitablement espacés qui peuvent être utilisés dans un intervalle de réglage, à condition de maintenir un bas niveau de diaphonie des canaux adjacents. Le nombre de canaux N_{ca} est défini comme le rapport entre l'intervalle de réglage total Δf et l'espacement inter-canal δf, il est décrit comme suit :

$$N_{ca} = \frac{\Delta f}{\delta f}$$

4. La vitesse de réglage désigne le temps que va mettre un filtre pour changer une fréquence par une autre. Pour des applications où la durée de réglage d'un canal est relativement longue (quelques minutes à quelques heures), une vitesse de réglage à milliseconde est suffisante. Cependant, si nous décidons de commuter un paquet d'informations rapidement alors une vitesse de réglage à microseconde est nécessaire.

Plusieurs technologies ont été déjà étudiées pour concevoir des filtres optiques accordables. Durant l'évolution des méthodologies des systèmes MDL, tout l'intérêt a été focalisé sur des systèmes qui possèdent des espacements inter-canal supérieurs ou égaux à 100 GHz dans la fenêtre de transmission 1550 nm. Les filtres optiques accordables qui possèdent des espacements inter-canal inférieurs ou égaux à 100 GHz incluent les coupleurs directionnels 2×2, les interféromètres de Mach-Zehnder, les filtres Fabry- Pérot basés sur les fibres, les réseaux de guides d'onde assemblés, les filtres Fabry-Pérot à cristaux liquide, les filtres multi réseaux et les filtres accordables acousto-optiques. Dans cette section, nous décrivons trois types de filtres optiques accordables. [I.9]

I.4.2.2.Coupleurs directionnels 2×2 accordables :

Ce type de filtre est construit en utilisant de multiples électrodes de contrôle placé sur les guides d'onde de couplage. La figure (I.10) illustre un coupleur directionnel multi électrodes déposé sur un Crystal $LiNbO_3$. Pour une opération d'extraction en longueur d'onde, nous avons M longueurs d'onde qui vont entrer par le port 1. Une application d'un certain voltage sur les électrodes va changer l'indice de réfraction des guides d'onde. C'est ainsi que nous allons sélectionner une longueur d'onde (λi), qui va être couplée à un second guide d'onde, et par la suite elle va sortir par le port 4. Les longueurs d'onde M-1 restantes passent à travers le composant et sortent par le port 3. Pour insérer une longueur d'onde et la combiner avec un faisceau entrant par le port 1, nous insérons une longueur d'onde λi dans le port 2, de telle façon que nous allons créer un couplage au sommet du guide d'onde. Alors, le faisceau multiplexé sort par le port 3 combiné avec les autres longueurs d'onde λ1, . . ., λi-1, λi+1, . . ., λM déjà injectées dans le port 1. [I.20]

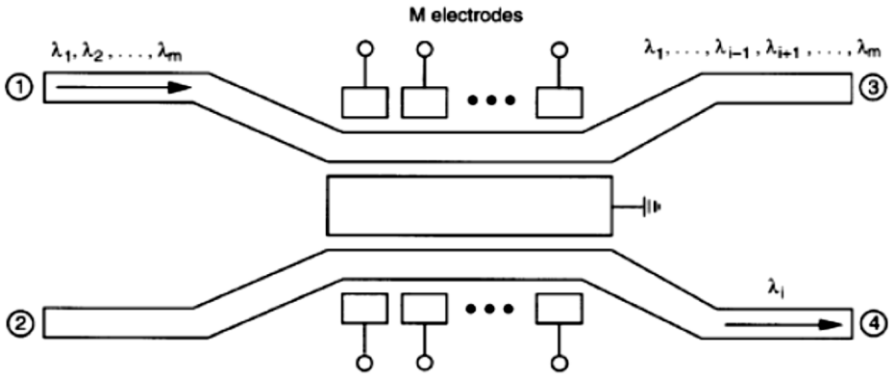

Figure I.10 : Coupleur directionnel multi-électrodes fabriqué sur un Crystal $LiNbO_3$ [I.20]

Les intervalles de réglage de ce type de filtres sont à environ 60 nm avec des largeurs de bande aux allants tours de 1 nm pour chaque canal. [I.20]

I.4.2.3.Filtres multi réseaux accordables :

Ces filtres sont utilisés pour ajouter et extraire n'importe quel nombre de N différentes longueurs d'onde. La figure (I.11) montre le concept de base de ce filtre qui utilise deux circulateurs à trois ports avec une série de réseaux qui fonctionnent en réflexion, réglables électriquement, placés entre ces circulateurs. Chaque réseau est utilisé pour chaque longueur d'onde dans ce système. Le démultiplexeur sépare les longueurs d'onde extraites

dans des canaux individuels et le multiplexeur combine les longueurs d'onde pour la transmission sur la fibre. [I.9]

Ce dispositif fonctionne comme suit : des séries de N longueurs d'onde entrent par le port 1 du circulateur de gauche et sortent par le port 2. Dans un état où aucun réglage n'ait lieu, chaque réseau est transparent pour toutes les longueurs d'onde. Cependant, lorsqu'un réseau est accordé sur une certaine longueur d'onde, la lumière va être réfléchie par le réseau et entre après par le port 2 du circulateur de gauche, elle sort ensuite par le port 3 pour entrer dans le démultiplexeur. Ceci peut être fait pour n'importe quel nombre désiré de canaux [I.9]. Toutes les longueurs d'onde restantes qui n'ont pas été réfléchies passent par le circulateur de droite. Elles entrent par le port 1 et sortent par le port 2. Pour ajouter ou réinsérer les longueurs d'onde qui ont été déjà rejetées, nous injectons ces longueurs d'onde dans le port 3 du circulateur de droite.

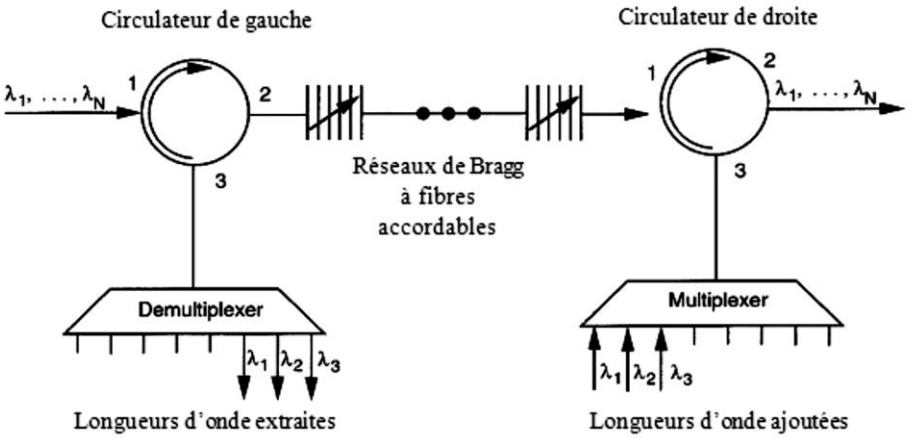

Figure I.11.Principe de fonctionnement des filtres multi réseaux accordables [I.20]

Les longueurs d'onde ajoutées sortent par le port 1 de ce circulateur et traversent les séries de réseaux accordés. Ces réseaux réglables réfléchissent à leur tour chaque longueur d'onde pour la faire retourner au circulateur de droite dans le but de la combiner avec d'autres longueurs d'onde. [I.20]

I.4.3.Filtres microondes à cavité optique :

Ces structures utilisent exclusivement deux réseaux de Bragg (miroir dont nous pouvons contrôler la réflexion à la fabrication) en vis-à-vis et séparés par une longueur déterminée de fibre dispersive. La première structure de filtre microonde réalisée à partir d'une cavité optique fut proposée par R.A. Minasian *et al.* En 1995 et est présentée sur la Figure (I.12). [I.21]

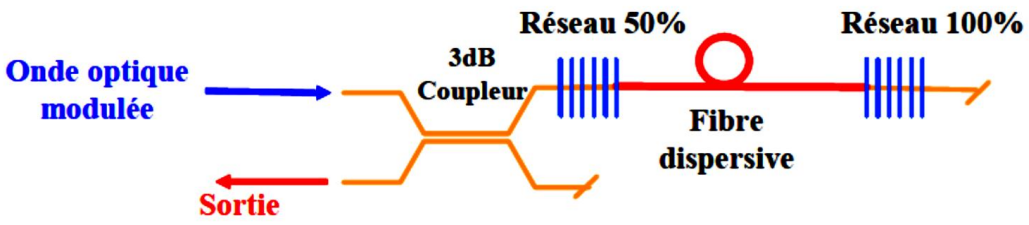

Figure I.12 : Représentation schématique du filtre à cavité optique passive [I.21]

La cavité est formée d'un premier réseau qui possède une réflectivité de 50% quel que soit le sens de traversée de l'onde. Le deuxième réseau a une réflectivité de 100% et se comporte donc comme un miroir parfait. Ainsi, l'onde optique ayant pénétré la cavité effectue des allers retours entre les deux réseaux. Une fois piégée, lorsque l'onde frappe le premier réseau, la moitié de la puissance sort néanmoins de la cavité. Ainsi, chaque passage de l'onde dans la cavité permet de générer une porteuse optique retardée proportionnellement à la longueur de la fibre entre les deux réseaux et de puissance inférieure à celle de l'échantillon précédent. [I.21]

La réponse impulsionnelle du système s'écrit comme la somme de chaque échantillon retardé affecté d'un certain poids, et correspond alors à la réponse impulsionnelle d'un filtre transversal. [I.21]

Afin d'augmenter le nombre d'aller-retour dans la cavité, la fibre dispersive standard a été substituée par une fibre dopée Erbium amplificatrice (Figure I.13). Ainsi, à chaque passage dans la cavité, l'onde optique est retardée et amplifiée. Nous augmentons alors le nombre d'échantillons en sortie de la cavité et par conséquent la durée de la réponse impulsionnelle. Nous réduisons alors la bande passante du filtre microonde [I.21]

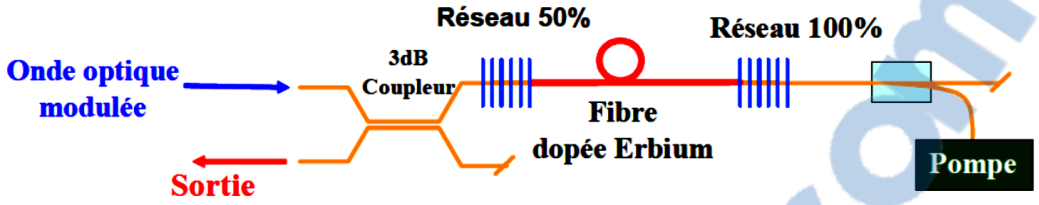

Figure I.13 : Représentation schématique du filtre à cavité optique active [I.21]

Cette technique [I.21] a alors permis de réaliser des filtres à réponse gaussienne présentant un facteur de qualité de 325 à 1.021 GHz (fréquence du motif de filtrage fondamental) avec plus de 30 dB d'atténuation en dehors de la bande. Cependant, ce facteur de qualité est la valeur maximale réalisable et est imposé par les limites d'amplification de la fibre dopée Erbium du système (valeur limite du gain de la fibre pour une longueur donnée). [I.21]

I.4.4.Filtre acousto-optique accordable :

Le principe de fonctionnement du module acousto-optique (AOTF : Acousto-Optical Tunable Filtre) est fondé sur l'utilisation d'un cristal de dioxyde de tellure (TeO_2) en contact avec une plaque d'un monocristal piézo-électrique. Lorsqu'un champ électrique de haute fréquence est appliqué à ce cristal piézo-électrique, la plaque piézo-électrique génère une onde acoustique de haute fréquence (ultrasons) qui se propage dans le monocristal de dioxyde de tellure. Le rayonnement simultané d'un spectre électromagnétique polarisé de lumière proche IR et de l'onde ultrasonore sur la surface du cristal déclenche l'effet photo-élastique, qui provoque une interaction entre le spectre optique et l'onde acoustique dans le cristal. Le cristal est alors en mesure d'émettre une longueur d'onde optique associée à une fréquence RF de contrôle. [I.22]

Ce principe a été mis en œuvre pour la sélection de deux longueurs d'ondes à partir d'une source d'ASE lorsqu'un AOTF est excité par deux signaux RF (de fréquences de contrôle distinctes), .Associé à une fibre optique dispersive et une photodiode. Ce dispositif permet l'obtention d'une réponse impulsionnelle synthétisée composée de seulement deux échantillons. La fonction de transfert correspondante est donc celle d'un filtre microonde stop-bande. [I.22]

Ces dispositifs sont dits acousto-optiques et présentent l'aspect typique de la Figure (I.14)

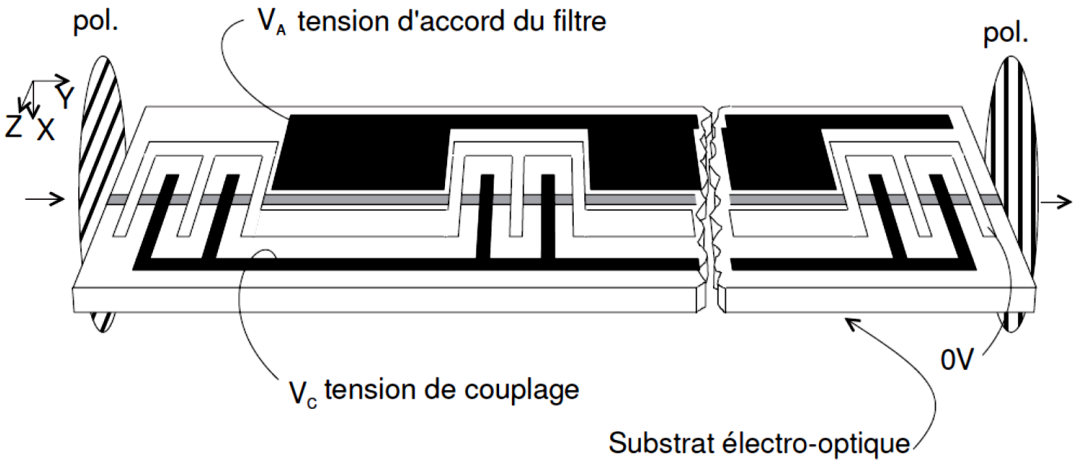

Figure I.14 : Filtre électro-optique accordable [I.4]

Une accordabilité du filtre microonde a été rendue possible par l'ajustement de l'écart fréquentiel entre les deux signaux RF de contrôle appliqués sur l'AOTF. Les réponses fréquentielles des filtres sont exposées sur la Figure (I.15)

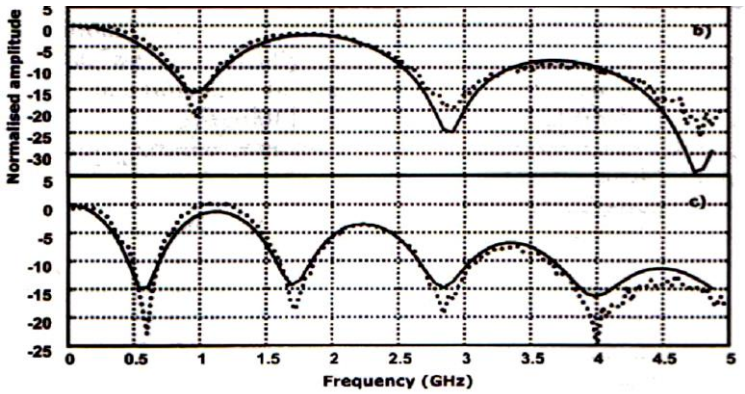

Figure I.15 : Fonctions de transfert mesurées et simulées en fonction des fréquences de contrôles RF appliquées à l'AOTF, b) 85.4 MHz et 85 MHz, c) 85.4 MHz et 84.7 MHz [I.21]

Il semble que cette technique soit plus adaptée à la synthèse de filtres d'ordre peu élevé et de filtres stop-bande et ceci pour deux raisons : principalement économique, puisque la synthèse d'un filtre sélectif nécessite un grand nombre de longueurs d'onde sélectionnées dans le spectre optique large bande (correspondant au nombre d'échantillons contenus dans la réponse impulsionnelle) qui est égal aux nombres de fréquences de contrôles (et égal au nombre de sources RF utilisées) ; puis technique, car l'AOTF présente un seuil maximum en puissance de contrôle limitant par conséquent le nombre de fréquences de contrôle. [I.21]

L'accordabilité fréquentielle du filtre est réalisée en modifiant l'écart spectral entre les deux longueurs d'onde par l'ajustement de l'écart fréquentiel entre les deux fréquences de contrôle. Les mesures ont montré une modification de l'intervalle spectral du filtre de 1.21 GHz pour une différence de l'écart spectral des fréquences de contrôles de seulement 0.4 MHz. L'utilisation de l'AOTF semble donc adaptée pour des filtres peu sélectifs lorsqu'une grande plage d'accordabilité est désirée. Cette solution ne sera donc pas retenue dans l'objectif de réaliser un filtre sélectif. [I.21]

I.5.Conclusion :

Nous avons présenté, dans ce chapitre, une très grande variété de filtres optiques et leurs applications dans le domaine des télécommunications optiques, les nouveaux services entraînent un besoin croissant de débit chez l'abonné, nécessitant des composants photoniques innovants : agiles, bas coûts et peu consommateurs d'énergie.

Le filtrage optique peut-être utile pour ces architectures à très forte flexibilité**.** La fonction de filtrage réalisée offre une forte densité d'intégration, technologie développée par photon et pour cela nous avons fait une étude sur les filtres optiques, en introduisant leur principe générale de réalisation d'où nous avons distingué les filtres réalisés en optique cohérente et ceux en optique incohérente, ensuite nous avons parlé de leurs caractéristiques, nous avons déterminé les paramètres qui servent les critères quantitatifs objectifs et les spécifications du composant intégré, après nous avons donné quelques exemple sur les filtres optiques et leurs applications dans le monde de télécommunication optique.

Rapport-gratuit.com
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES

Chapitre II

L’effet électro-optique dans les matériaux anisotropes

II.1 Introduction :

L'objet de ce chapitre est d'étudier la propagation de la lumière dans des milieux *homogènes* (i.e. présentant la même propriété en tout point) *anisotropes.* Dans ce type de milieux, l'indice de réfraction déponde de la direction de la propagation de la lumière.

L'anisotropie manifeste expérimentalement par une biréfringence, c'est à-dire le dédoublement d'un faisceau qui traverse le matériau. [II.1]

Cette observation de double réfraction de Bartholinus furent interprétées en 1690 par Huygens dans le cadre de sa théorie des ondelettes émises de sources secondaires (surface d'onde sphérique pour le rayon ordinaire, elliptique pour l'extraordinaire), mais la notion de polarisation n'était pas encore née. [II.1]

C'est Malus qui l'introduisit bien plus tard, en 1808, et il fallut attendre Young, en 1817, pour que soit reconnu le caractère transverse de la vibration lumineuse, puis 1824 pour que Fresnel en propose une théorie, avant que les travaux de Maxwell permettent d'expliquer les observations grâce à la notion de champ électromagnétique. [II.1]

Dans ce chapitre, nous limiterons notre étude sur les matériaux anisotropes.

Sous l'effet du champ électrique E, il apparait dans le matériau une polarisation volumique P, qui dépend de E. Les deux vecteurs ne sont pas alignés puisque le matériau est anisotrope : la relation qui les lie est donc tensorielle à coefficients réels (puisque nous négligeons l'absorption). [II.1]

Le vecteur de polarisation vérifie également $D = \varepsilon_o E + P$, ou D est le vecteur déplacement. En champ électrique E "faible", nous verrons que $D(E)$ peut être développée en série de Taylor de $P(E)$ ce qui donne : [II.1]

$$\mathrm{D_j} = \varepsilon_\mathrm{o}\left([\varepsilon_\mathrm{r}]_\mathrm{jl}\mathrm{E_l} + \gamma_\mathrm{jlm}\frac{\partial \mathrm{E_l}}{\partial \mathrm{x_m}} + \cdots\right) \qquad (\mathrm{I.1})$$

Nous montrerons que :

– $[\varepsilon]$ est le tenseur de *permittivité* diélectrique du milieu anisotrope.

Ce tenseur de rang 2 rend compte de l'*anisotropie linéaire*, celle qui donne lieu à des états propres linéaires de polarisation. [II.1]

– $[\gamma]$, tenseur de rang 3, rend compte de l'anisotropie circulaire, c'est à dire celle pour laquelle les états propres de polarisation sont les polarisations circulaires droite ou gauche. [II.1]

II.2. Matériaux anisotropes :

Lorsque le matériau est quelconque et ne présente pas de symétrie élastique, il est dit anisotrope. [II.2] Un matériau anisotrope est caractérisé par 21 constantes élastiques indépendantes.

C'est la relation de comportement (1) qui lie les contraintes aux déformations.

La relation de comportement (1) s'écrit comme suit : [II.2]

$$\begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sqrt{2\sigma_{23}} \\ \sqrt{2\sigma_{13}} \\ \sqrt{2\sigma_{12}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{14} & C_{24} & C_{34} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{15} & C_{25} & C_{35} & C_{45} & C_{55} & C_{56} \\ C_{16} & C_{26} & C_{36} & C_{46} & C_{56} & C_{66} \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \sqrt{2\varepsilon_{23}} \\ \sqrt{2\varepsilon_{13}} \\ \sqrt{2\varepsilon_{12}} \end{bmatrix} \qquad (I.2)$$

II.2.1 Définition d'un milieu non linéaire et anisotrope :

Un milieu anisotrope est un milieu dont les propriétés varient suivant la direction et les grandeurs de matière. Ces propriétés du milieu sont en réalité des grandeurs « tensorielles » : conductivité $(\vec{J})$, susceptibilité diélectrique $(\vec{D})$.[II.3]

Les milieux non linéaires sont des milieux où les relations constitutives sont des relations non linéaires alors on dit que le milieu lui-même est un milieu non linéaire [II.3] figure (II.1) présente le milieu non linéaire et anisotrope

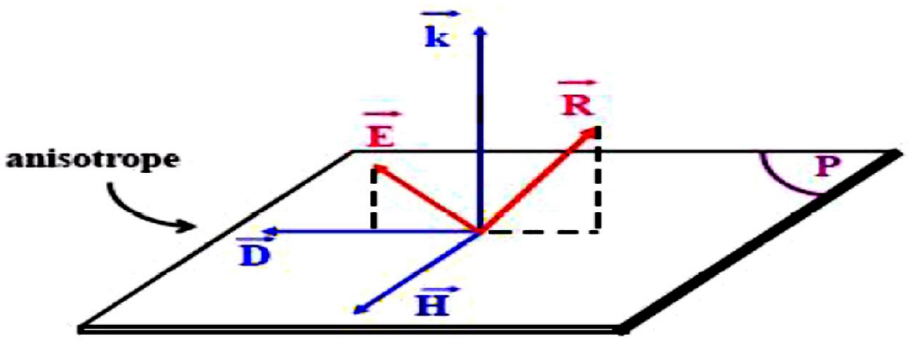

Figure II.1 : Le milieu non linéaire et anisotrope [II.3]

II.3. Permittivité diélectrique :

C'est une propriété physique qui décrit la réponse d'un milieu donné à un champ électrique appliqué. [II.1]

Le tenseur de permittivité diélectrique $[\varepsilon]$ est défini par la relation : [II.1]

$$\vec{D} = [\varepsilon]\vec{E} \qquad (I.3)$$

Soit : $\forall i \in \{x, y, z\}, Di = \sum_{j=x,y,z} \varepsilon_{ij} E_j$

En introduisant la permittivité diélectrique relative $[\varepsilon_r]$ nous écrivons : [II.1]

$$\vec{D} = \varepsilon_0[\varepsilon_r]\vec{E} \qquad (I.4)$$

Remarque :

Milieu isotrope : $\varepsilon_{\acute{x}\acute{x}} = \varepsilon_{\acute{y}\acute{y}} = \varepsilon_{\acute{z}\acute{z}}$

Milieu uniaxe :$\varepsilon_{\acute{x}\acute{x}} = \varepsilon_{\acute{y}\acute{y}} \neq \varepsilon_{\acute{z}\acute{z}}$

Milieu Biaxe :$\varepsilon_{\acute{x}\acute{x}} \neq \varepsilon_{\acute{y}\acute{y}} \neq \varepsilon_{\acute{z}\acute{z}}$

En l'absence d'absorption et d'activité optique, ces tenseurs sont réels et symétriques. Dans le cas général, $[\varepsilon_r]$ est un tenseur à 9 composantes qui dans le repère (x, y, z) des axes cristallographiques s'écrit : [II.1]

$$[\varepsilon_r] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \qquad (I.5)$$

Puisque ce tenseur est réel et symétrique, nous pouvons toujours trouver un système d'axes (dits axes propres) $(\acute{x}, \acute{y}, \acute{z})$ dans lequel il prend la forme diagonale : [II.1]

$$[\varepsilon_r] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{\acute{x}\acute{x}} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\acute{y}\acute{y}} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\acute{z}\acute{z}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} {n_o}^2 & 0 & 0 \\ 0 & {n_o}^2 & 0 \\ 0 & 0 & {n_e}^2 \end{bmatrix} \qquad (I.6)$$

- Si les valeurs propres $(\varepsilon_{\acute{x}\acute{x}}, \varepsilon_{\acute{y}\acute{y}}, \varepsilon_{\acute{z}\acute{z}})$ sont toutes trois égales à $[\varepsilon_r]$ le milieu est isotrope sa permittivité diélectrique (et donc son indice de réfraction) vue par une onde optique plane est la même quelle que soit la direction de propagation de cette onde. Cet indice vaut alors $n = \sqrt{\varepsilon_r}$
- Si elles sont toutes distinctes, le milieu est anisotrope et biaxe.
- Si deux d'entre elles sont égales, il est anisotrope et uniaxe.

II.4.Imperméabilité diélectrique :

Si la permittivité diélectrique est une grandeur bien adaptée au traitement électromagnétique de la propagation des ondes lumineuses, en particulier dans le cas des milieux isotropes, il l'est moins dans celui des milieux anisotropes. Le fait que, dans ces milieux, le vecteur induction $\vec{D}$ plutôt que le champ électrique $\vec{E}$ caractérise la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu anisotrope, conduit à définir le tenseur inverse de $[\varepsilon_r]$ appelé tenseur imperméabilité diélectrique $[\mu]$ défini par : [II.1]

$$[\mu].[\varepsilon_r] = 1 \qquad (I.7)$$

Il est lui aussi réel et symétrique pour un milieu sans absorption ni activité optique. L'équation [II.1]

$\vec{D} = \varepsilon_0[\varepsilon_r]\vec{E}$ s'écrit alors de façon équivalente :$\vec{E} = (1/\varepsilon_0)[\mu]\,\vec{D}$

II.5.Ellipsoïde des indices

Le concept de l'ellipsoïde des indices est très souvent utilisé pour déterminer les indices de réfraction et les polarisations des modes propres dans les milieux anisotropes. Il s'agit d'une méthode très puissante, puisqu'elle est très simple dans l'utilisation. La partie électrique de la densité d'énergie s'écrit : [II.4]

$$U_e = \frac{1}{2}\vec{E}.\vec{D} = \frac{1}{2}\varepsilon_{ij}\vec{E_i}\vec{E_j} = \frac{1}{2\varepsilon_0}K_{ij}\vec{D_i}\vec{D_j}\,;\text{avec } K_{ij} = \varepsilon_0(\varepsilon^{-1})_{ij} \qquad (I.8)$$

$\vec{\boldsymbol{E}}$: Vecteur de champ électrique

$\vec{\boldsymbol{D}}$: La direction de l'induction électrique

Dans le système d'axes principaux diélectriques le tenseur $[K_{ij}]$ est diagonal et la surface de l'énergie constante (dans l'espace de *D*) s'écrit : [II.4]

$$\frac{{D_x}^2}{{n_x}^2} + \frac{{D_y}^2}{{n_y}^2} + \frac{{D_z}^2}{{n_z}^2} = 2\varepsilon_0 U_e \qquad (I.9)$$

Soit $\boldsymbol{r} \equiv (x\ y\ z) \equiv D/\sqrt{2\varepsilon_0 U_e}$, la dernière équation prend la forme suivante :

$$\frac{x^2}{{n_x}^2} + \frac{y^2}{{n_y}^2} + \frac{z^2}{{n_z}^2} = 1 \qquad (I.10)$$

i.e. **r** est la réponse du milieu face au **E** dans un micro-volume à (0, 0,0).

C'est l'équation d'un ellipsoïde avec les axes principaux parallèles à $x, y\ et\ z$; les demi-axes de l'ellipsoïde sont égaux à $n_x, n_y\ et\ n_z$.

L'objet de l'étude de cet ellipsoïde est de trouver les indices de réfraction et les directions du vecteur $\vec{\boldsymbol{D}}$. Associés au deux modes propres pour une direction de propagation $\boldsymbol{s}$ quelconque. Nous suivons la prescription suivante (voir aussi la figure II.2) :

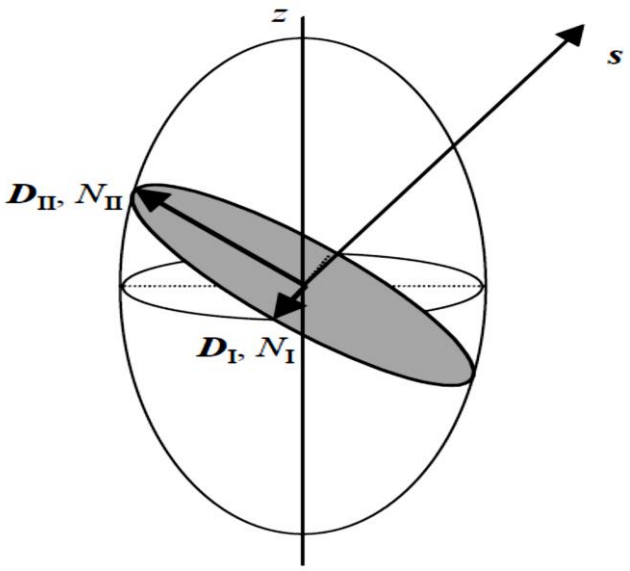

Figure II.2 : Ellipsoïde des indices [II.4]

Les trois vibrations rectangulaires que le plan d'onde peut propager sans déformation sont : [II.5]

- La vibration OD_1 (OD_1=n_O) qui suit les mêmes lois que celles dans un milieu isotrope d'indice N. Nous l'appelons vibration ordinaire.
- La vibration OD_2 (OD_2 = ne) pour laquelle le milieu a l'indice extraordinaire n_e compris entre $N_{||}$ et $N_{\perp}$. Cette deuxième vibration s'appelle vibration extraordinaire.
- La différence entre les deux indices maximum et minimums s'appelle la biréfringence du cristal $\Delta n = n_e - n_0$

Nous prenons le plan normal à la direction de propagation $\boldsymbol{s}$ qui passe par l'origine et nous cherchons l'intersection de ce plan avec l'ellipsoïde. C'est une ellipse dont les paramètres déterminent les valeurs des indices de réfraction N_1 et N_2des modes propres : ces valeurs se trouvent égales aux longueurs des demi-axes de l'ellipse. Chacun des axes est en plus parallèle à la direction du vecteur $\vec{\boldsymbol{D}}$ du mode correspondant. [II.4]

Dans le cas d'un milieu uniaxe, l'indicatrice est un ellipsoïde de révolution et les valeurs N_1 et N_2 sont égales à n_0 (indice ordinaire) et $n(\theta)$ c.-à-d. l'indice extraordinaire donné par l'équation : [II.4]

$$\frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2} + \frac{\cos^2(\theta)}{n_O^2} = \frac{1}{n^2(\theta)} \qquad (I.11)$$

Dans ce qui suit nous allons justifier cette méthode de détermination des indices de réfraction. Nous prenons l'équation d'onde. [II.4]

$$K(K.E) - K^2.E + \omega^2 \varepsilon \mu_0 E = 0 \qquad (I.12)$$

Avec :

$[\varepsilon]$: Tenseur diélectrique.

$[\mu_0]$: Tenseur magnétique

$[\omega]$: Composante spectrale

K : la direction de propagation de l'énergie électromagnétique

Où nous remplaçons E par KD [le tenseur K étant défini par l'équation $(I.8)$]

$$s(s.KD) - KD + \frac{1}{N^2} D = 0 \qquad (I.13)$$

Où nous avons introduit $\boldsymbol{s}$ en utilisant la relation $K = N\left({}^{\omega}/_{C}\right)_s$.Comme le vecteur $\vec{D}$ est toujours perpendiculaire à la direction de propagation, il convient de choisir le système d'axes du laboratoire ($x1$, $x2$, $x3$) avec l'axe $x3$ parallèle à la direction de propagation. Nous avons ensuite : [II.4]

$$s = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} D = \begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (I.14)$$

En revanche le tenseur K ne sera plus diagonal avec ce système d'axes. Il est facile de vérifier que l'équation $(I.13)$ devient ensuite : [II.4]

$$\begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} & K_{13} \\ K_{21} & K_{22} & K_{23} \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} D = \frac{1}{N^2} D \qquad (I.15)$$

Comme la troisième composante de D est toujours nulle, nous pouvons écrire un système d'équations 2×2 pour les valeurs et vecteurs propres : [II.4]

$$\begin{bmatrix} K_{11} - {}^{1}/_{N^2} & K_{12} \\ K_{21} & K_{22} - {}^{1}/_{N^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D_1 \\ D_2 \end{bmatrix} = 0 \qquad (I.17)$$

Nous obtenons alors deux valeurs propres $\left({}^{1}/_{N_1{}^2}\right)$ et $({}^{1}/_{N_2{}^2})$ et deux (mutuellement perpendiculaires) vecteurs propres $\overrightarrow{D_1}\ et\ \overrightarrow{D_2}$ du tenseur $[K_{ij}]$. L'ellipsoïde des indices $(I.10)$s'exprime dans notre nouveau système de coordonnées comme suit [II.4]

$$K_{ij}x_ix_j = 1 \qquad (I.18)$$

Où la sommation sur i et j (1, 2, 3) est sous-entendue. Le plan perpendiculaire à la direction de propagation est donné par l'équation $x_3 = 0$. L'intersection de ce plan avec l'ellipsoïde $(I.18)$ est une ellipse dont les coefficients sont déterminés par le tenseur$[K_{ij}]$. [II.4]

$$K_{11}{x_1}^2 + K_{22}{x_2}^2 + 2K_{12}x_1x_2 = 1 \qquad (I.19)$$

Les vecteurs propres de la matrice K_{ij} sont alors parallèles aux axes principaux de l'ellipse : par conséquent, les vecteurs $\overrightarrow{D_1}\ et\ \overrightarrow{D_2}$ sont parallèles aux axes de cette ellipse. La longueur des demi-axes principaux est déterminée par les valeurs propres de cette matrice K_{ij}. Ces valeurs propres sont les indices $N_1\ et\ N_2$ selon $(I.17)$. [II.4]

II.6.L'effet électro-optique :

II.6.1. Description générale de l'effet électro-optique :

L'effet électro-optique est la manifestation d'un changement des propriétés optiques d'un matériau lorsqu'il est soumis à un champ électrique. Ce champ électrique peut provenir d'une tension électrique appliquée sur le cristal ou bien provenir d'une onde électromagnétique. Nous distinguons plusieurs effets électro-optiques. Le premier est l'effet électro-optique linéaire ou effet Pockels, c'est à dire que l'indice de réfraction du matériau varie proportionnellement au champ électrique appliqué. Cet effet a été mis en évidence par Pockels en 1893. Il ne peut avoir lieu que dans des matériaux non centro-symétrique tel le Niobate de Lithium. Des effets électro-optiques d'ordres supérieurs peuvent également exister. En général, ils sont négligés lorsque l'effet linéaire est présent. Dans les développements suivants, nous nous intéresserons uniquement à l'effet électro-optique linéaire. [II.6]

De façon générale, quand un champ électromagnétique est applique à un milieu, il en perturbe les propriétés diélectriques. Dans un milieu isotrope, une biréfringence est induite, dans un milieu anisotrope, la biréfringence est altère. [II.6]

- Si la modification d'indice de réfraction est proportionnelle au champ appliqué, nous parlons d'effet électrooptique linéaire ou d'effet Pockels. [II.7]

Rapport-Gratuit.com

- Si elle est proportionnelle au carre" du champ, il s'agit alors de 1'effet électro optique quadratique ou effet Kerr**.** Cet effet est normalement négligé quand 1'effet linéaire est présent. [II.7]

II.6.2. Tenseurs électro-optiques :

Des modifications du tenseur imperméabilité diélectrique peuvent être induites par la température, les contraintes mécaniques ou un champ électrique. Elles sont généralement faibles et à température et à contraintes constantes, nous pouvons les décrire par un développement limité en puissance du champ électrique [II.1]

$$\mu_{ij}(E) = \mu_{ij}(0) + \sum_{K}\left(\frac{\partial \mu_{ij}}{\partial E_K}\right)_{(E=0)} E_K + \sum_{K,l}\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 \mu_{ij}}{\partial E_K\, \partial E_l}\right)_{(E=0)} E_k E_l + \cdots \qquad (I.20)$$

Les termes d'ordre supérieur sont généralement négligés. En effet, cette modification de l'imperméabilité résulte d'un champ électrique qui agit comme une perturbation du champ électrostatique E_{at} qui lie les particules chargées qui constituent un cristal. Ce champ de liaison est de l'ordre de $10^8 V.cm^{-1}$. Il définit les propriétés des dipôles qui sont à l'origine des interactions lumière-matière dans le matériau. Le champ électrique appliqué E est généralement très faible devant E_{at} .Les amplitudes des termes successifs du développement $(I.20)$ décroissent donc comme les puissances successives de E/E_{at}.

l'effet quadratique est le plus souvent négligeable lorsque l'effet linéaire est présent. [II.1]

En définissant le coefficient électro-optique [II.1]

$$r_{ijk} \equiv \left(\frac{\partial \mu_{ij}}{\partial E_K}\right)_{(E=0)} \qquad (I.21)$$

et le coefficient électro-optique $s_{ijkl} \equiv \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 \mu_{ij}}{\partial E_K\, \partial E_l}\right)_{(E=0)}$ $\qquad (I.22)$

Qui caractérisent respectivement l'effet électro-optique linéaire et l'effet électro-optique quadratique, nous écrivons cette relation sous la forme : [II.1]

$$\mu_{ij}(E) = \mu_{ij}(0) + \sum_{K=x,y,z} r_{ijk} E_K + \sum_{K,l=x,y,z} s_{ijkl} E_K E_l + \cdots \qquad (I.23)$$

Ou en notation tensorielle : [II.38]

$$[\mu]_{(E)} = [\mu]_{(E=0)} + [r].\vec{E} + \left([S].\vec{E}\right).\vec{E} + \cdots \qquad (I.24)$$

Nous utiliserons souvent par la suite une notation contractée (dite sommation implicite d'einstein) qui permet d'alléger l'écriture de relations telles que $(I.23)$. Elle est fondée sur la

remarque que les sommations portent toujours sur celui ou ceux des indices muets qui sont répétés. Nous réduirons ainsi [II.1]

$$\sum_{K=x,y,z} r_{ijk}E_K \ \ en\, r_{ijk}E_K \qquad et \qquad \sum_{K,l=x,y,z} s_{ijkl}E_K E_l \ \ en \ \ s_{ijkl}E_K E_l$$

Sauf mention du contraire, nous écrirons donc par la suite les relations du type de $(I.24)$ sous la forme : [II.1]

$$\mu_{ij}(E) = \mu_{ij}(0) + r_{ijk}E_K + s_{ijkl}E_K E_l \ + \cdots \qquad (I.25)$$

II.6.3. Représentation matricielle des tenseurs :

Des symétries d'origine thermodynamique ou images des symétries cristallines permettent de réduire le nombre d'éléments indépendants d'un tenseur. Elles permettent aussi de représenter sous forme matricielle (dite forme contractée), des tenseurs à 3 ou 4 indices. [II.1]

II.6.3.1 Symétries thermodynamiques :

$[\epsilon]$ est un tenseur symétrique pour des raisons de conservation de l'énergie. Il en est donc de même pour le tenseur inverse $[\vartheta]$

$$\forall\, i,j\ \epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}\ et\ \vartheta_{ij} = \vartheta_{ji}$$

Il parait possible, puisque les couples $ij\ et\ ji$ sont équivalents, de les représenter par un indice unique $\boldsymbol{m}$. Nous notons ainsi (pour ϵ par exemple) : [II.1]

$$\begin{bmatrix} \epsilon_1 & = & \epsilon_{11} \\ \epsilon_2 & = & \epsilon_{22} \\ \epsilon_3 & = & \epsilon_{33} \\ \epsilon_4 & = \epsilon_{23} & = \epsilon_{32} \\ \epsilon_5 & = \epsilon_{13} & = \epsilon_{31} \\ \epsilon_6 & = \epsilon_{12} & = \epsilon_{21} \end{bmatrix}$$

Le tenseur de rang 2 décrivant la perméabilité diélectrique est ainsi représenté par un vecteur de dimension 6.

La notation matricielle mnémotechnique ci-dessous permet de retrouver cette convention : si i et j sont les numéros de ligne et de colonne des éléments d'une matrice (3x3), le triangle supérieur de la matrice est rempli dans le sens trigonométrique à partir de la diagonale, par les entiers croissant de 1 à 6.

Rapport-gratuit.com
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES

j / i m	1	2	3
1	1	6	5
2		2	4
3			3

Ce résultat est indépendant du matériau considéré.

Les relations $(I.21\ \&\ I.22)$ définissent pour les tenseurs $[r]\ et\ [s]$, des symétries qui réduisent le nombre de leurs éléments indépendants. Elles permettent d'écrire ces tenseurs sous une forme matricielle dite forme réduite qui simplifie considérablement les calculs. [II.1]

II.7.L'effet Pockels :

L'effet Pockels est observé uniquement dans les cristaux qui ne présentent pas de centre de symétrie cristalline. II correspond à un changement des indices de réfraction proportionnel au champ électrique appliqué. [II.1]

Le tenseur $[r]$qui décrit l'effet Pockels est défini par la relation $(I.21)$. La symétrie du tenseur $[\mu]$, $(\mu_{ij} = \mu_{ji})$ implique donc celle de $[r]$ par rapport aux deux premiers indices $r_{ijk} = r_{jik}$

Nous pouvons contracter à son tour le tenseur $[r]$ pour en donner une représentation sous forme d'une matrice (6 X 3). On écrit : [II.1]

$$\mu_{ij} = \mu_{ji} \equiv \mu_m\ et\ r_{ijk} = r_{jik} \equiv r_m$$

Avec la même correspondance que précédemment. Cette symétrie réduit le nombre de coefficients indépendants de 3x3x3 = 27 à 6x3 = 18. Elle permet d'écrire la relation tensorielle $(I.25)$ limitée à l'ordre 1.

$$\mu_{ij}(E) = \mu_{ij}(0) + r_{ijk}E_K$$

Sous la forme matricielle : [II.1]

$$\begin{bmatrix}\mu_1\\ \mu_2\\ \mu_3\\ \mu_4\\ \mu_5\\ \mu_6\end{bmatrix}_{(E)} = \begin{bmatrix}\mu_1\\ \mu_2\\ \mu_3\\ \mu_4\\ \mu_5\\ \mu_6\end{bmatrix}_{(0)} + \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13}\\ r_{21} & r_{22} & r_{23}\\ r_{31} & r_{32} & r_{33}\\ r_{41} & r_{42} & r_{43}\\ r_{51} & r_{52} & r_{53}\\ r_{61} & r_{62} & r_{63}\end{bmatrix} . \begin{bmatrix}E_1\\ E_2\\ E_3\end{bmatrix} \qquad (I.26)$$

Pour la plupart des classes cristallines non Centro-symétriques, il n'existe qu'un petit nombre de coefficients électro-optiques non nuls. Comme 1'indique le tableau I, ils ont pour valeur

typique quelques pm/V. Par ailleurs, il apparait que 1'effet électro-optique dépend des orientations du champ électrique et de la polarisation de la lumière par rapport à la coupe du cristal. [II.7]

Par exemple 1'usage du coefficient r_{13}oblige à appliquer le champ suivant 1'axe z et à faire propager selon 1'axe y une lumière polarisée linéairement suivant x, le changement d'indice est alors induit selon 1'axe x. [II.7]

matériau	longueur d'onde (nm)	Coefficient ($10^{-12}m/V$)	indice de réfraction
$LiNBO_3$	633	r13 = 9,6 r22 = 6, 8 r33 = 30,9 r51 = 32, 6 rc = 21, 1	n0 = 2,286 ne = 2,200
$LiTaO_3$	633	r13 = 8, 4 r22 = -0, 2 r33 = 30, 5 rc = 18	n0 = 2,176 ne = 2, 180
KDP	633 546	r41 = 8 r63 = 11 r41 = 8, 77 r63 = 10, 3	n0 = 1,5074 ne = 1, 4469 n0 = 1, 5115 ne = 1,4698
KTP	633	r13 = 9, 5 r23 = 15, 7 r33 = 36, 3 r51 = 7, 3 r42 = 9, 3 rc1 = 28, 6 rc2 = 22,2	n = 1, 86

Tableaux II.1 : coefficient électro optique de quelques matériaux [II.8]

II.7.1.Exemple de l'effet pokels :

II.7.1.1.les cristaux de KDP :

II.7.1.1.2.Généralité :

Phosphate diacide de potassium, dont la formule est KH_2PO_4 en abrégé KDP, est le prototype de la famille des matériaux ferroélectriques à ponts d'hydrogène. Par ferroélectricité nous entendons la propriété qui possède certains cristaux de présenter, à une température déterminée, une polarisation électrique spontanée qui peut être inversée ou réorientée par l'application d'un champ électrique extérieur l'Etat à une température plus élevée que la température de transition est appelé para électrique. Pour cette propriété le KDP est très utilisé dans la physique du laser. [II.9]

A la température ordinaire le, KDP est para électrique et ses cristaux appartiennent au système tétragonal.À 123^0K, le KDP présente une transition vers le système orthorhombique et devient ferroélectrique. [II.9]

Pour le KDP les indices de réfraction extraordinaire et ordinaire sont donnés par la relation de Sellmeier suivante :

$$n_e = A_e + \frac{B_e\lambda^2}{\lambda^2 - C_e} + \frac{D_e}{\lambda^2 - E_e}$$

Avec :

A, B, D, E : nombres constantes

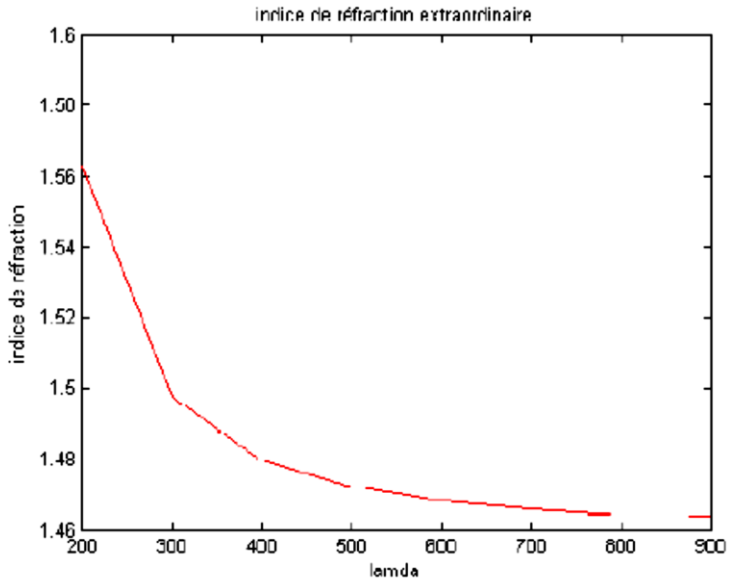

Figure II.3 : Représentent la variation de l'indice extraordinaire en fonction de la longueur d'onde variant de 200 à 900 nm [II.9]

$$n_0 = A_0 + \frac{B_0\lambda^2}{\lambda^2 - C_0} + \frac{D_0}{\lambda^2 - E_0}$$

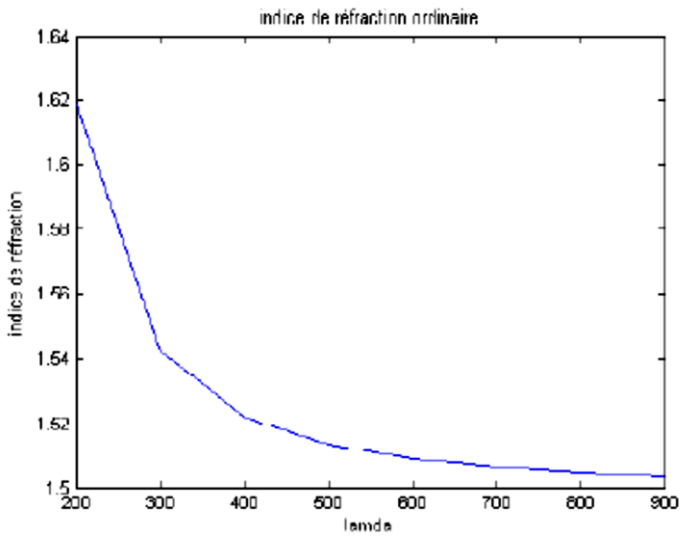

Figure II.4 : Représentent la variation de l'indice ordinaire en fonction de la longueur d'onde variant de 200 à 900 nm [II.9]

II.7.1.1.2.Coefficients électro-optiques

Les propriétés de symétrie du KDP permettent de réduire son tenseur électro-optique à 3 coefficients avec : [II.7]

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix}$$

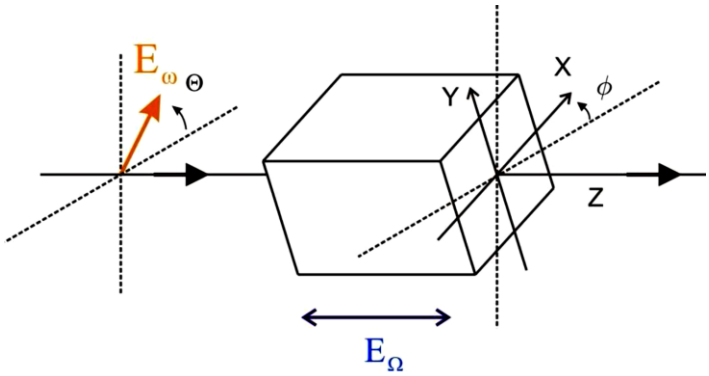

Figure II.5 : Configuration du cristal de KDP. [II.10]

Les cristaux sont naturellement uniaxes (indices $n_e et\ n_O$).il dédeviennent biaxes en présence d'un champ électrique $\vec{E}$ de composantes Ex, Ey, Ez.

D'après ce qui précède, le nouvel ellipsoïde des indices s'écrit : [II.7]

$$\frac{x^2+y^2}{{n_o}^2}+\frac{Z^2}{{n_e}^2}+2r_{41}E_x yz+2r_{41}E_y xz+2r_{63}E_Z xy=1 \qquad (II.27)$$

Quand $\vec{E}$est parallèle a Oz, l'équation de 1'ellipsoïde des indices se réduit à : [II.7]

$$\frac{x^2+y^2}{{n_o}^2}+\frac{Z^2}{{n_e}^2}+2r_{63}E_Z xy=1 \qquad (II.28)$$

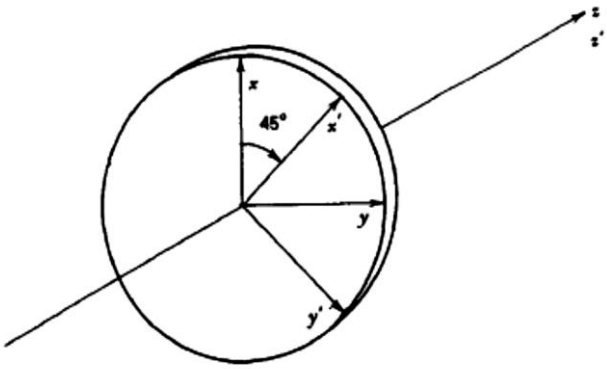

Figure II.6 : rotation des axes de 1'ellipsoïde des indices. [II.7]

Oz reste 1'un des axes principaux de 1'ellipsoïde des indices. La section par le plan z=0 devient une ellipse dont les axes Ox' et Oy' sont à 45 ° (voir figure II.6) des axes cristallographiques Ox et Oy. En rapportant l'équation de 1'ellipsoïde aux axes Ox', Oy' et Oz, nous obtenons les indices principaux $n_x\ et\ n_y$ relatifs à Ox' et Oy' : [II.7]

$$\frac{1}{n_{\acute{x}}{}^2} + \frac{1}{n_O{}^2} + r_{63}E_z$$

$$\frac{1}{n_{\acute{y}}{}^2} + \frac{1}{n_O{}^2} + r_{63}E_z$$

Soit approximativement puisque $r_{63}E_z \ll n_O{}^{-2}$: [II.7]

$$n_{\acute{x}} = n_O - \Delta n$$

$$n_{\acute{y}} = n_O + \Delta n$$

Avec : [II.7]

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E_{\acute{z}} \qquad (I.29)$$

En pratique, avec le champ $\overrightarrow{E}$ parallèle à 1'axe optique Oz, le cristal peut être utilisé suivant deux coupes : [II.7]

- configuration longitudinale pour laquelle le champ électrique est appliqué parallèlement à la direction de propagation du faisceau
- configuration transversal pour laquelle le champ est appliqué perpendiculairement à la direction de propagation. [II.7]

II.7.1.1.3.Effet électro-optique longitudinale

Le retard de phase optique introduit par le champ $\vec{E}$ à la traversée du cristal de longueur L est proportionnel à la différence des indices n_x et n_y, et vaut : [II.7]

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} EL = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} V \qquad (I.30)$$

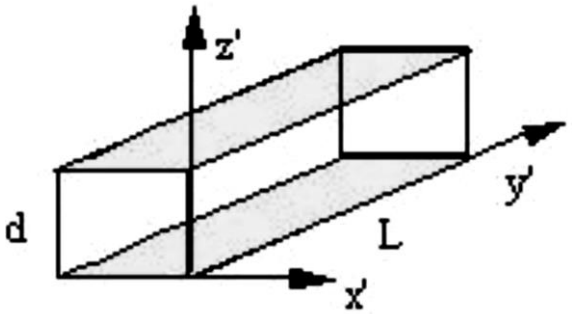

Figure II.7 : Effet pokels longitudinale. [II.1]

Où V est la tension appliquée aux électrodes pour créer le champ électrique longitudinal. Nous avons donc obtenu un déphasage proportionnel à V.

Entre polariseur et analyseur croisés, la modulation de phase induite par le champ électrique se traduit par une modulation d'intensité donnée par : [II.7]

$$T_T = I_0 \sin^2 \frac{\Delta}{2} = \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi} \qquad (I.31)$$

Nous notons V_π la tension qu'il faut appliquer au cristal pour obtenir une un déphasage égale à π. [II.7]

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2n_0^3 r_{63}} \qquad (I.32)$$

II.7.1.1.4.Effet électro-optique transversal :

Le caractère tensoriel de l'effet électro-optique permet d'envisager aussi des modulateurs transverses. Le champ électrique $\vec{E}$est alors défini par la tension appliquée et la distance $\boldsymbol{d}$ qui sépare les électrodes (voir figure II.8). Si le faisceau se propage orthogonalement à $\vec{E}$, la longueur d'interaction L de l'onde avec le milieu peut être augmentée sans que $\vec{E}$ne soit modifié. L'intérêt de cette configuration est de permettre la construction de modulateurs commandés par de faibles tensions. [II. 1]

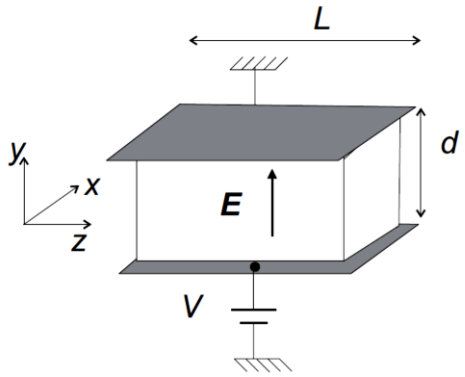

Figure II.8 : Effet pokels transversal. [II.1]

Les électrodes sont déposées sur les faces orthogonales à $\boldsymbol{z}$ et le faisceau lumineux se propage selon y. La section de l'ellipsoïde des indices par le plan d'onde s'écrit : [II.1]

$$\frac{x'^2}{{n_x}^2} + \frac{z'^2}{{n_0}^2} = 1 \qquad (I.33)$$

Avec : [II.4]

$$n_x \approx n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} \frac{V}{d} \qquad (I.34)$$

Le déphasage introduit par la propagation entre les composantes de l'onde portées par x et z, s'écrit : [II.1]

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} L \left((n_O - n_e) - \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} V \frac{L}{d} \right) \qquad (I.35)$$

II apparait une biréfringence naturelle et une biréfringence électrique. La biréfringence naturelle peut être compensée en choisissant une longueur L de cristal telle que$2\pi/\lambda\ L((n_e - n_o)$soit un multiple de 2π.Entre polariseurs croisés, 1'intensite transmise s'écrit alors : [II.1]

$$T_T = I_0 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi} \right) \qquad (I.36)$$

Ou $V = V_\pi d/L$

P

Ce résultat appelle deux remarques :

- A tension nulle, le déphasage est celui introduit par la biréfringence naturelle du cristal. Pour qu'il ait une valeur donnée, nous pouvons choisir la longueur ***L***. Ce pourra être 2π pour réaliser un modulateurde phase ou $\frac{\pi}{2}$ pour un modulateur d'intensité. Nous pouvons aussi compenser la biréfringence (à l'aide d'un second cristal)
- Le déphasage est proportionnel à la longueur **L** parcourue par l'onde dans le cristal. Nous pouvons donc l'augmenter en augmentant cette épaisseur. C'est un avantage important. La tension $\acute{V}_\pi$ qui induit un déphasage supplémentaire de $\boldsymbol{\pi}$ entre les deux ondes propres, peut être considérablement plus faible en configuration transverse, que celle dans le cas longitudinal. [II.1]

$$\acute{V}_\pi = \frac{\lambda}{n_0^3 r_{63}} \frac{d}{L} = 2 \frac{d}{L} V_\pi \qquad (I.37)$$

D'un point de vue technique, cette configuration a l'avantage d'éviter le recours à des électrodes transparentes. Elle nécessite cependant un contrôle rigoureux de l'épaisseur ***L***. De plus, les modulateurs ainsi réalisés présentent une dérive importante avec la température, via le coefficient de dilatation thermique du matériau. [II.1]

Rapport-Gratuit.com

II.8. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons consacré notre étude sur l’effet électro-optique dans les matériaux anisotropes.

En introduisant la notion des matériaux anisotropes sur lesquels nous avons fait l’étude du milieu non linéaire et anisotrope, (supprimer la phrase le monde de l’optique guidée) de la permittivité et l’imperméabilité diélectrique d'un matériau, ainsi l’ellipsoïde des indices qui nous a permis de déterminer les indices ordinaires et extraordinaires d'un matériau biréfringent. Ensuite, nous avons entamé la partie électro-optique, dont nous avons défini les tenseurs électro-optiques, l’effet Pockels avec un exemple des cristaux de KDP, une représentation matricielle de ces tenseurs a été fait avec la symétrie thermodynamique.

Enfin, nous avons parlé des coefficients électro-optiques avec les deux cellules Pockels longitudinal et transversale, en montrant l’effet de variation du déphasage, pour une modification de l’indice ordinaire et/ou extraordinaire via application d’un champ électrique sur ces deux types de cellules.

Chapitre III

Etude des filtres de Šolc et Lyot accordables en longueurs d'onde

Rapport-gratuit.com
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES

III.1 Introduction :

Ce chapitre présente le corps de notre travail pratique qui a pour but de présenter les concepts de base liés aux filtres optiques de Šolc et de Lyot et leurs propriétés, car ils présentent beaucoup d'avantages pour des applications en télécommunication optique.

Dans un premier temps, nous avons présenté les résultats de simulation du filtre de Šolc, en utilisant le concept de Jones ainsi que les paramètres utilisés dans la simulation, le but de cette étude est de réaliser les différentes fonctions et performances de ce filtre et son principe d'accordabilité en longueur d'onde.

Dans un second temps, nous avons présenté les résultats de simulation de filtre de Lyot, ce filtre est similaire du filtre de Šolc, sauf que les propriétés physiques des plaques biréfringentes vont être changées.

Enfin, nous avons fait une comparaison entre ces deux filtres optiques pour valider le choix du filtre le plus performant qui est utilisé en télécommunication optique.

III.2 Procédure de conception :

L'objectif principal d'une conception est d'atteindre des caractéristiques de fonctionnement spécifiques pour des différents filtres. Dans le cadre de notre mémoire, nous allons concevoir deux filtres, dont le premier est le filtre de Šolc, le deuxième est le filtre de Lyot.

Le premier filtre possède deux polariseurs et deux plaques biréfringentes. (Voire figure III.1)

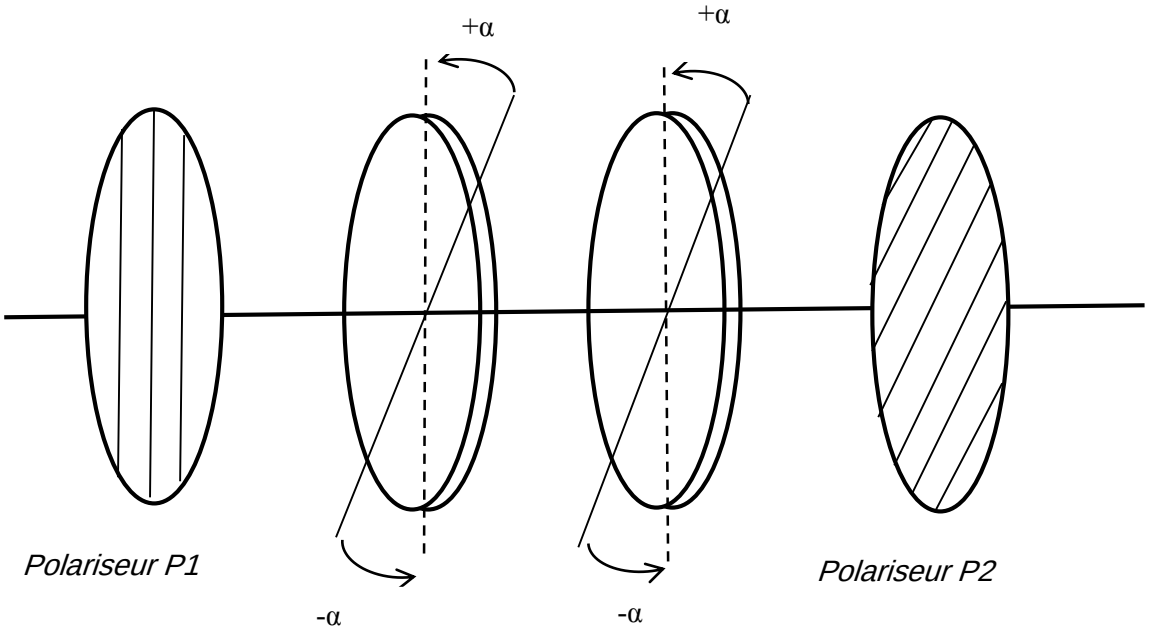

Figure III.1 : Filtre de Šolc à deux polariseurs

Dans la nature, il y a deux sources de lumière, la lumière qui est totalement polarisée basée sur le concept de Jones et la lumière qui est partiellement polarisée basée sur le concept de Muller.

Notre étude est consacrée au concept de Jones, pour pouvoir calculer la matrice globale de Jones, nous avons besoin à deux polariseurs et deux plaques biréfringentes qui sont perpendiculaires sur l'axe OZ.

Quand nous appliquons un champ électrique sur l'axe OZ, nous obtenons un indice ordinaire constant.

La matrice de Jones total M_t est déterminée sous la forme suivante :

$$M_t = P_1 . P_{l1} . P_{l2} . P_2$$

Avec :

$$P_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$P_{l1} = \begin{bmatrix} \cos(\theta_1) & -\sin(\theta_1) \\ \sin(\theta_1) & \cos(t\theta_1) \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} e^{i\,phi/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\,phi/2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\theta_1) & \sin(\theta_1) \\ -\sin(\theta_1) & \cos(\theta_1) \end{bmatrix}$$

$$P_{l2} = \begin{bmatrix} \cos(\theta_2) & -\sin(\theta_2) \\ \sin(\theta_2) & \cos(\theta_2) \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} e^{i\,phi/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\,phi/2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\theta_2) & \sin(\theta_2) \\ -\sin(\theta_2) & \cos(\theta_2) \end{bmatrix}$$

$$P_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Par contre le deuxième possède trois polariseurs et deux plaques biréfringentes. (Voire figure III.2)

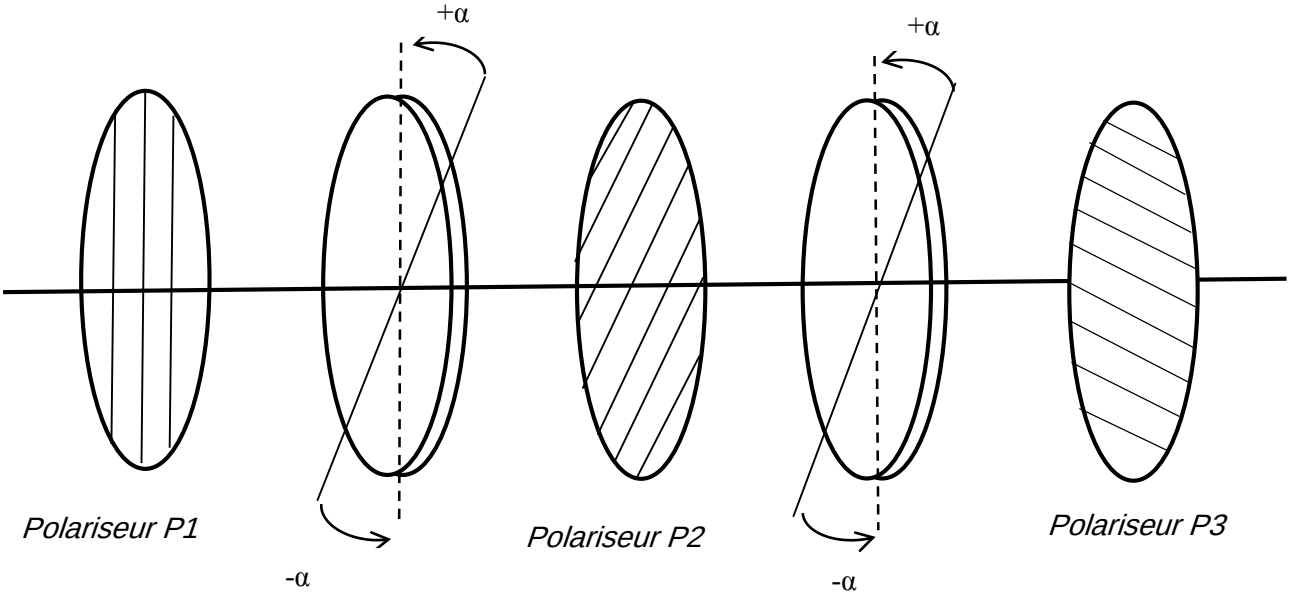

Figure III.2 : Filtre de Lyot à trois polariseurs

III.3 Généralité sur le filtre de Šolc et le filtre de Lyot :

- **Filtre de Šolc :**

Le filtre de Šolc est un filtre polarisant. Son principe est basé sur l'interférence de l'onde ordinaire et de l'onde extraordinaire à la sortie d'un cristal biréfringent uniaxe. Un filtre de Šolc est constitué, contrairement au filtre de Lyot, d'un seul étage, comportant de nombreux cristaux entre deux polariseurs linéaires des cristaux dont les orientations (azimuts des axes rapide F et lent S) sont diverses. Un tel filtre fournit un spectre, et toutes les lames ont la même épaisseur [III.1].

Un filtre de Šolc est thermostaté au dixième de degré, généralement autour de 40°C, pour que les propriétés optiques du matériau biréfringent (indices de réfraction) restent stables.

Certains filtres ont une bande passante accordable, c'est à dire qu'il est possible de déplacer la bande passante de quelques A vers l'aile bleue ou l'aile rouge d'une raie spectrale avec une grande précision (pas de 0.1 A) [III.1].

- **Filtre de Lyot :**

Cette structure quant à elle, définie par Bernard Lyot en 1944, repose sur un principe physique totalement différent de celui de Šolc. En effet, celle-ci se base sur la succession d'interféromètres à deux ondes. Chaque interféromètre est constitué d'une lame biréfringente, placée entre polariseurs parallèles. Les axes propres de la lame sont orientés à 45° des axes des polariseurs. Les lames biréfringentes qui constituent les interféromètres successifs sont caractérisées par des épaisseurs géométriques multiples, et se définissent par la relation 2^{N-1}, où N représente le nombre d'étages de la structure [III.2].

Dans notre mémoire, nous avons utilisé deux plaques biréfringence et trois polariseurs

III.4.Le rôle du filtre du Šolc et de Lyot :

- Sélectionné une longueur d'onde
- Diminuer le bruit du signal optique centré sur chaque longueur d'onde.

III.5.Simulation du filtre de Šolc accordable :

III.5.1.Calcul de la matrice globale en utilisant le concept de Jones :

Pour pouvoir calculer la matrice globale de cette partie de simulation, nous avons besoin de spécifier plusieurs paramètres, à savoir la longueur de la plaque L=0.0728 $10^9 nm$, l'angle de rotation de la plaque 1 α1=0.7507 rad, l'angle de rotation de plaque 2 α2=1.1732 rad, l'angle de rotation de polariseur θ=0, la biréfringence Δv=0.0810, sans l'application du champ

électrique (Ez1=0, Ez2=0), le but est de tracer le coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde.

La figure III.3 montre l'architecture du filtre de Šolc sans application de champs électriques.

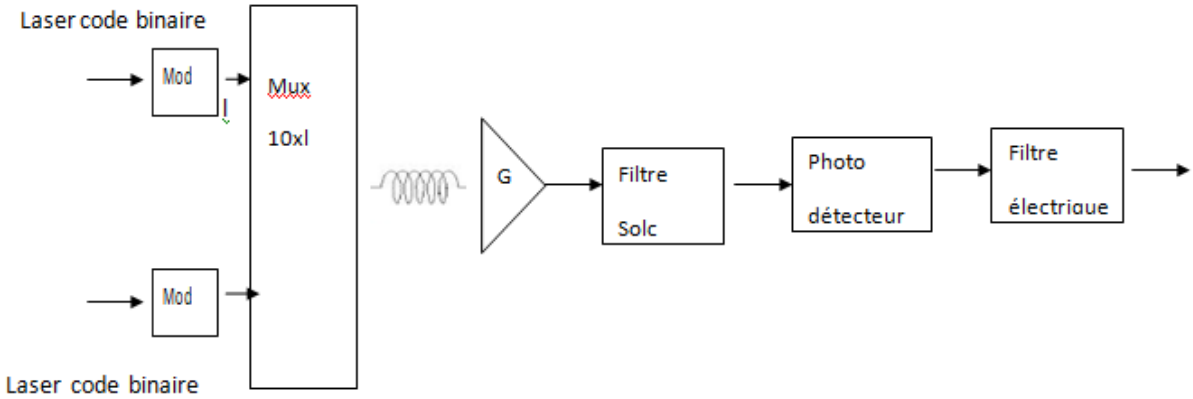

Figure III.3 : Architecture du filtre de Šolc sans application de champs électrique.

Les résultats obtenus pour cette partie de simulation sont illustrés par la figure III.4

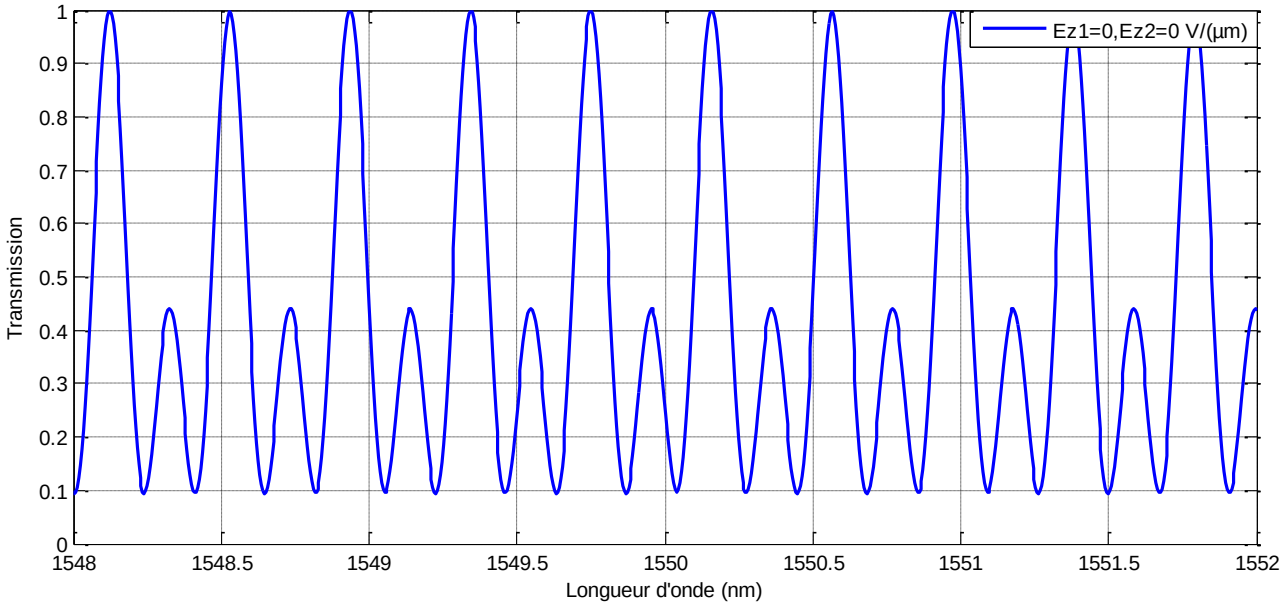

Figure III.4 : Synthèse de la transmission en fonction de la longueur d'onde.

Les différentes valeurs obtenues pour cette partie de simulation sont regroupées dans le Tableau III.1

canal	Transmittance	Longueur d'onde λ (nm)	Espacements (nm)
1	0,98037	1546,0813	0,4045
2	0,95981	1546,4858	0,4046
3	0,95421	1546,8904	0,4045
4	0,94112	1547,2949	0,4045
5	0,93364	1547,6994	0,4424
6	0,93738	1548,1418	0,4045
7	0,95234	1548,5463	0,4046
8	0,96542	1548,9509	0,4045
9	0,97664	1549,3554	0,4007
10	0,98785	1549,7561	0.4007

Tableaux III.1 : résultats de simulation (1)

D'après la figure III.4 et le tableau III.1 nous avons remarqué que :

Dans le spectre reçu, le nombre de canaux est égal à 10, alors que l'intervalle du spectre est de [1546nm, 1550nm] avec un espacement constant, égal $\delta\lambda = 0.4\ nm$ ($\Delta f = 50\ GHz$)

La transmittance est constante =0.98 et chaque canal est centré sur une longueur d'onde différente.

III.5.2.L'accrodabilité :

Dans cette partie de la simulation, nous avons besoin de spécifier plusieurs paramètres, à savoir la longueur de la plaque $L = 0.0728\ 10^8(nm)$, l'angle de rotation de plaque 2 $\alpha 2 = 1.1732$ rad, l'angle de rotation de polariseur θ=0 rad l'angle de rotation de plaque 1 $\alpha 1 = 0{,}7507$ rad, la biréfringence $\Delta n = 0{,}0810$, l'indice ordinaire $no = 2{,}2128$; l'indice extraordinaire $ne = 2{,}1318$, le coefficient électro-optique r63=30.810^{-6}($\frac{m}{v}$), en appliquant deux champs électrique (Ez1=-0.6916, Ez2=-0.2570 (V/µm)).Le but est de tracer le coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde.

Le rôle du filtre de Šolc dans l'architecteur présenté dans la figure III.5, est de filtrer dynamiquement chaque longueur d'onde d'utilisation, en appliquant des tensions ou bien des champs électriques

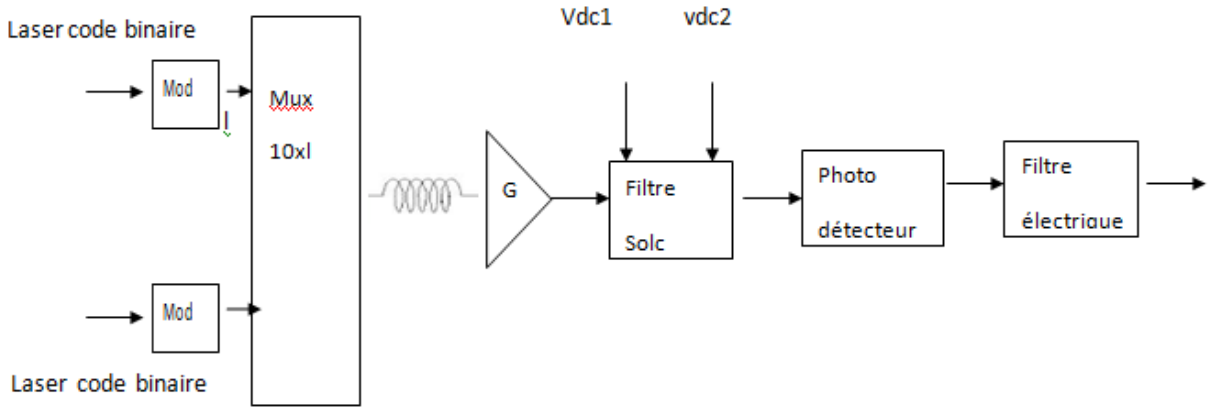

Figure III.5 : Architecture du filtre de Šolc en appliquant deux tensions électriques (Vdc1, Vdc2).

Les résultats obtenus pour cette partie de simulation sont illustrés par la figure III.6

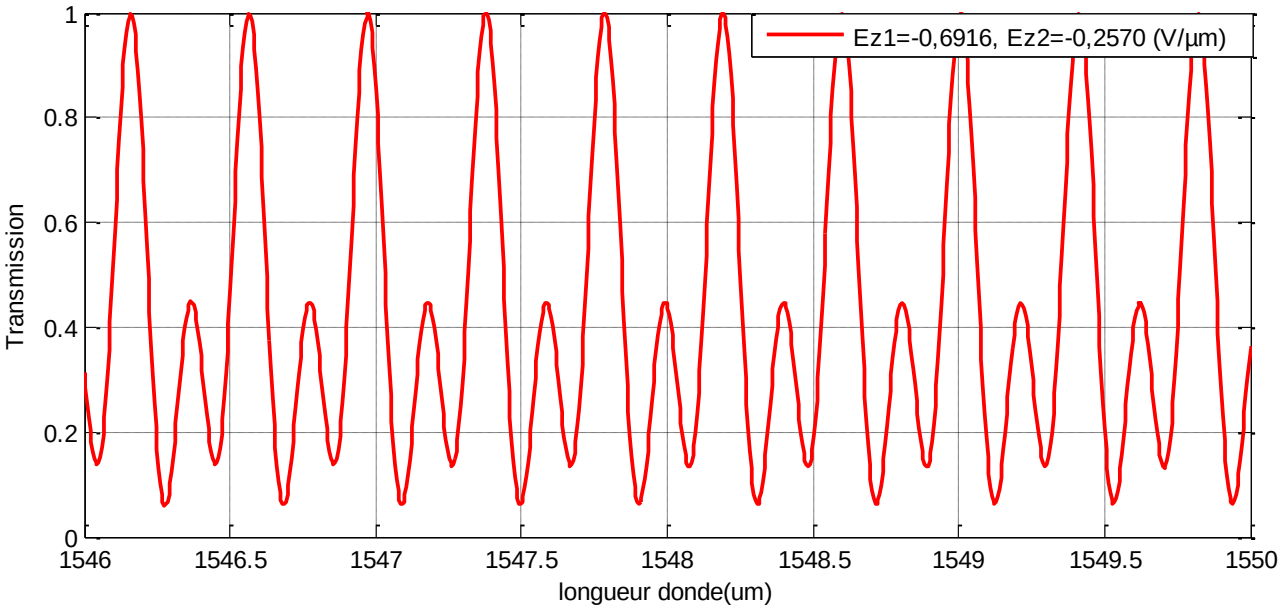

Figure III.6 : Synthèse de l'accordable du filtre de Šolc.

III.5.2.1.Comparaison entre le filtre de Šolc non accordable et accordable :

Dans cette partie, nous avons simulé les deux parties l'une après l'autre en mettant les deux courbes sur le même graphe pour faire la comparaison entre ces deux parties ,l'une sans application de champs électrique et l'autre en appliquant les deux champs électriques : Ez1=-0.6916, Ez2=-0.2570 (V/µm)

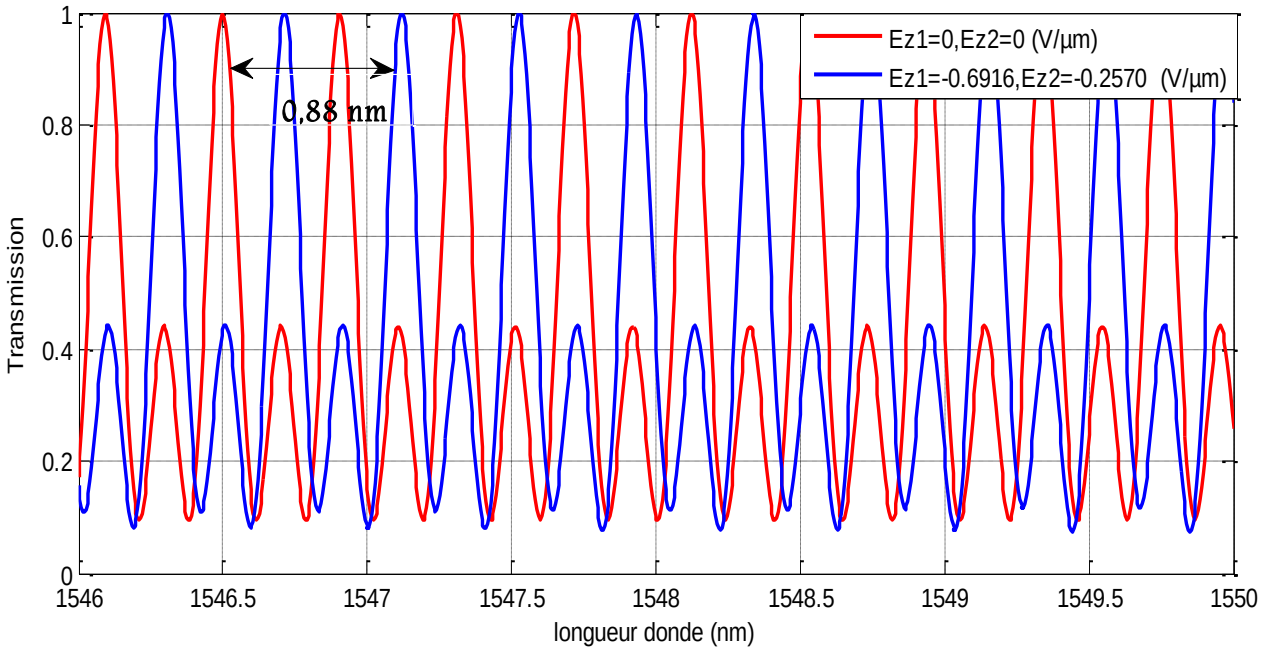

Figure III.7 : Comparaison entre la première et la deuxième partie de simulation.

Les résultats obtenus pour cette partie de simulation sont illustrés par la figure III.7

La première partie de la simulation sans application de champs électriques est montrée en rouge et la deuxième partie avec l'application de champs électriques est illustrée en bleu.

Les différentes valeurs obtenues pour cette partie de simulation sont regroupées dans le Tableau III.2

Canal	La longueur d'onde précédente (nm)	La nouvelle longueur d'onde (nm) λ (Ez1=-0.6916 ; Ez2=-0.2570)	Espacement(nm)	Déplacement (nm)
1	1546,0813	1546,1606	0,4	0,88
2	1546,4858	1546,469	0,4	0,88
3	1546,8904	1546,9698	0,4	0,88
4	1547,2949	1547,3781	0,4	0,88
5	1547,6994	1547,7788	0,4	0,87
6	1548,1418	1548,1834	0,4	0,87
7	1548,5463	1548,5879	0,4	0,88
8	1548,9509	1548,9924	0,4	0,87
9	1549,3554	1549,397	0,4	0,88
10	1549,7561	1549,8355	0,4	0,88

Tableau III.2 : résultat de simulation (2)

D'après La figure III.7 et le tableau III.2 nous avons remarqué qu'un déplacement en longueur d'onde de 0.88 nm est atteint lorsque le couple du champ électrique (Ez1=-0.6916, Ez2=-0.2570 ($V/\mu m$)) est appliqué sur la première et la deuxième plaque respectivement. Nous avons obtenu une nouvelle longueur d'onde déplacée qui est égale à 1546.1606 nm sachant que la longueur d'onde initiale est égale à 1546.0813 nm pour le canal "1", et l'espacement est égale à 0.4 nm ou bien 50 GHz.

Le filtre optique de Šolc fonctionne à 50 GHz avec un espacement enter-canal constant ($\delta\lambda = 0{,}4\ nm$) et la bande passante égale à 0.12 nm

Rapport-Gratuit.com

III.5.3.Représentation de chaque canal de l'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez) :

Dans cette partie de la simulation nous avons besoin de spécifier plusieurs paramètres, à savoir l'indice ordinaire no=2,2128 ; l'indice extraordinaire ne=2,1318 ; coefficient électro-optique r63=30.8 10^{-6}; les deux champs électriques Ez1 et Ez2 cinq valeur pour chacun :

EZ1 :(Ez1_0=0v/µm ; Ez1_1=-0,3043v/µm ; Ez1_2=-0,5930v/µm ; Ez1_3=-0,6354v/µm ; Ez1_4=-0,6916v/µm)

EZ2 :(Ez2_0=0v/µm ; Ez2_1=-0,0528v/µm ; Ez2_2=-0,0130v/µm ; Ez2_3=-0,0687v/µm ; Ez2_4=-0,2570v/µm).

Le but est de tracer l'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez1) et en fonction du champ électrique (Ez2).

Les résultats obtenus pour cette partie de simulation sont illustrés par la figure III.8 et la figure III.9

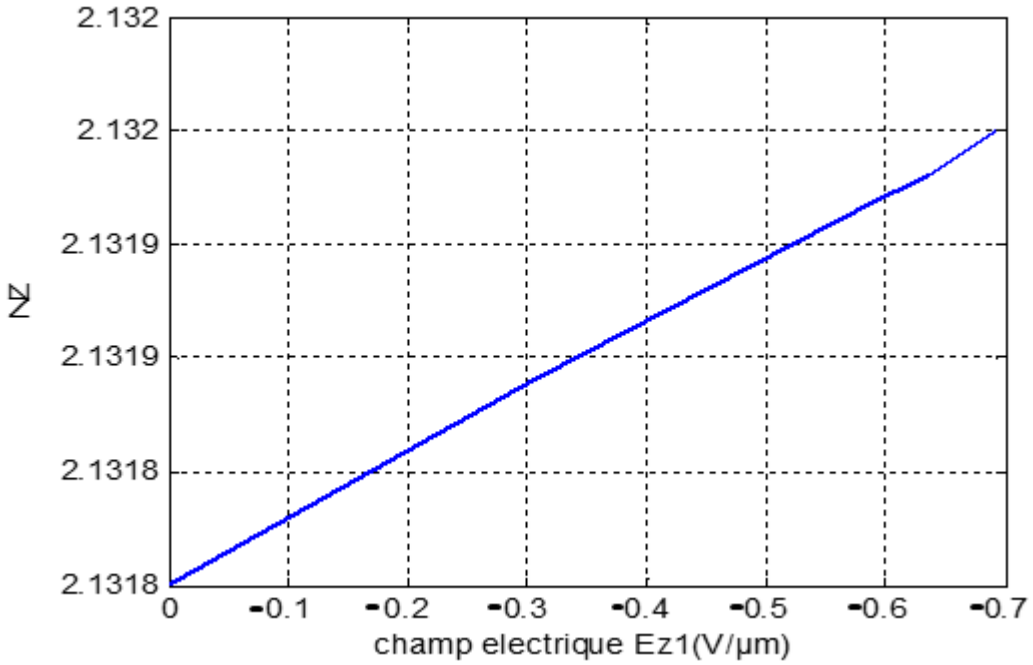

Figure III.8 : synthèse l'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez1)

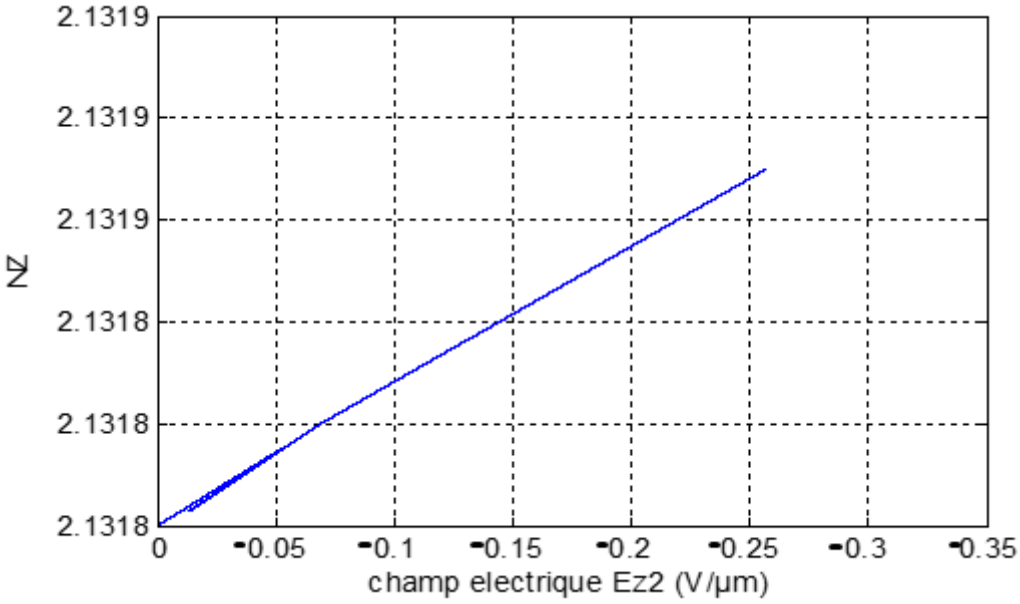

Figure III.9 : Synthèse l'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez2)

D'après La figure III.8 nous avons remarqué que quand nous augmentons le champ électrique la valeur de l'indice extraordinaire augmente et si le champ électrique négatif permet de déplacer les canaux vers les hautes longueurs d'ondes ; par conséquent le champ électrique positif permet de déplacer les canaux vers les basses longueurs d'ondes.

D'après La figure III.9 nous avons remarqué que quand la valeur du champ électrique est importante la modification de l'indice extraordinaire est aussi importante et la variation du champ électrique permet la modification de l'indice extraordinaire

III.6.Simulation du filtre de Lyot accordable :

III.6.1.Calcule de la matrice globale en utilisant le concept de Jones :

Dans cette partie de la simulation nous avons besoin de spécifier plusieurs paramètres, à savoir la longueur de la plaque $d = 7.8305\ 10^{8}\ nm$, la longueur d'onde $\lambda = 1550\ nm$; et la température T=25.

Le but et de tracer le coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde

Les résultats obtenus pour cette partie de simulation sont illustrés par la figure III.10

Rapport-gratuit.com
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES

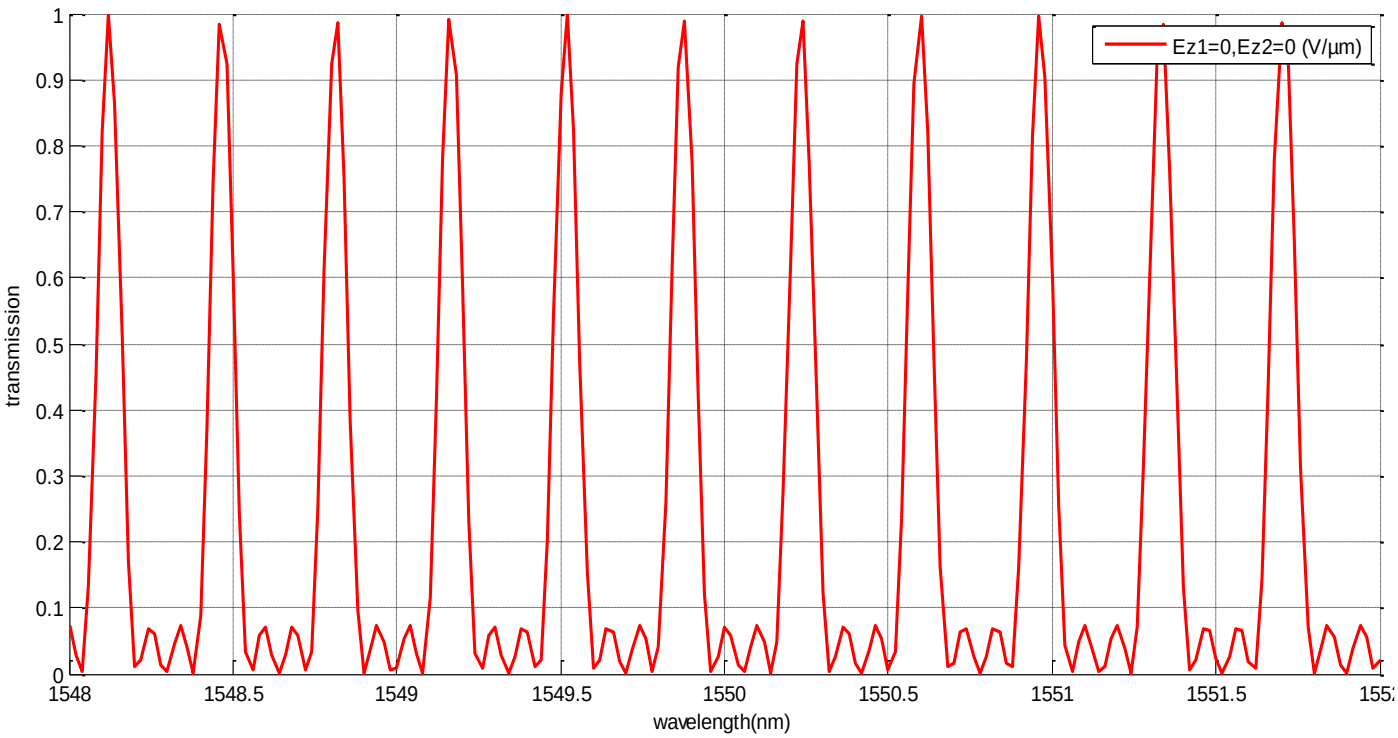

Figure III.10 : coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde.

Les différentes valeurs obtenues pour cette partie de simulation sont regroupées dans le Tableau III.3

Canal	Transmittance	Espacements	Longueur d'onde (nm)
1	0,98037	0.35	1548.1191
2	0,95981	0.32	1548.4783
3	0,95421	0.36	1548.7996
4	0,94112	0.35	1549.1626
5	0,93364	0.35	1549.5217
6	0,93738	0.35	1549.8809
7	0,95234	0.35	1550.2401
8	0,96542	0.35	1550.5992
9	0,97664	0.35	1550.9584
10	0,98785	0.36	1551.3214
11	0,98785	0.39	1551.7184

Tableau III.3 : Résultats de simulation (3)

D'après la figure III.10 et le tableau III.3 nous avons trouvé dans le spectre reçu 11 canaux, l'intervalle du spectre est de [1546 nm, 1550 nm] avec une transmittance constante =0.98

III.6.2.L'accordabilité :

Dans cette partie, nous avons besoin de spécifier plusieurs paramètres, à savoir la longueur de la plaque $l = 0.0728\ 10^{9}\ nm$, l'angle de rotation de plaque (1) α1=0 rad, l'angle de rotation de plaque (2) α2=0 rad, l'angle de rotation de polariseur θ=0 rad, la biréfringence Δn=0.0810, l'indice ordinaire no=2.2128 ; l'indice extraordinaire ne=2.1318, coefficient électro-optique r63=30.8 10^{-6}; en appliquant deux champs électrique (Ez1=-0.6916, Ez2=-0.2570 (V/µm)), dans le but de tracer le coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde.

Les résultats obtenus pour cette partie de simulation sont illustrées par la figure III.11

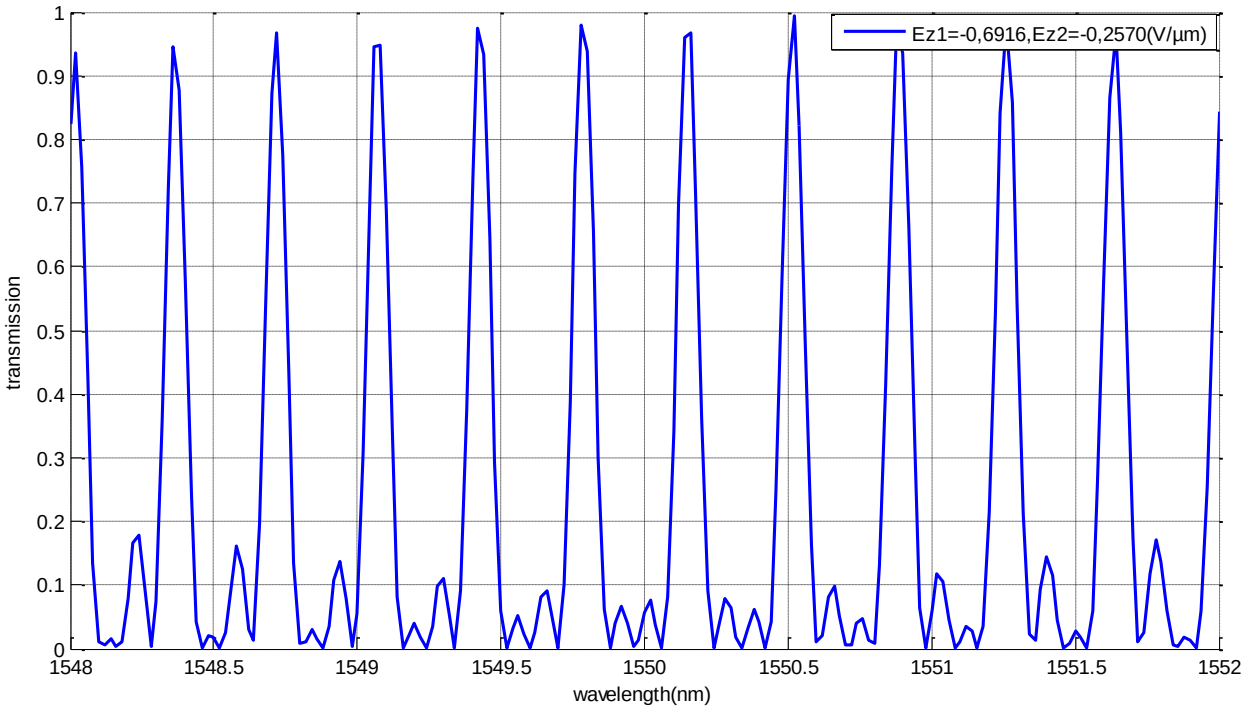

Figure III.11 : coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde

III.6.2.1.Comparaison entre le filtre de Lyot non accordable et accordable :

Le but et de comparer entre un filtre de Lyot non accordable et un filtre de Lyot accordable avec application des champs électriques Ez1=-0, 6916 V/µm, Ez2= -0.2570 V/µm

Les résultats obtenus pour cette partie de simulation sont illustrées par la figure III.12

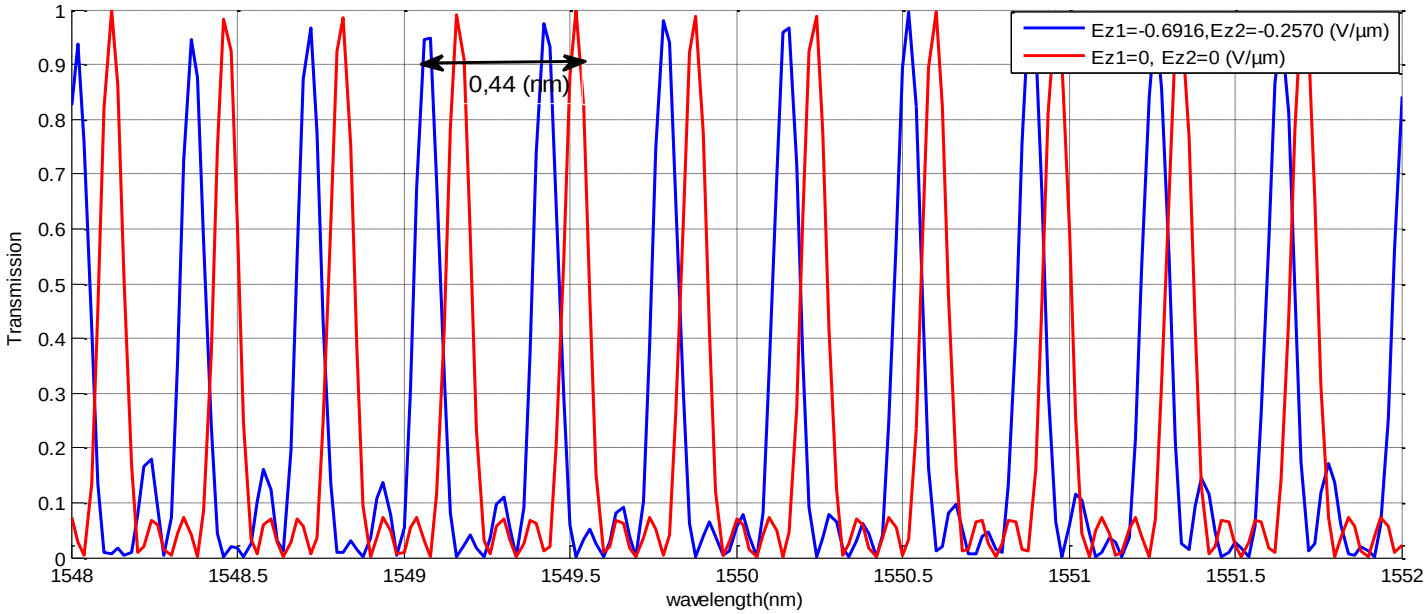

Figure III.12 : Comparaison entre la première et la deuxième partie de simulation.

La première partie de la simulation sans application de champs électriques est montré en rouge et la deuxième partie avec l'application de champs électriques est illustrée en bleu

Les différentes valeurs obtenues pour cette partie de simulation sont regroupées dans le Tableau III.4.

Canal	Longueur d'onde initiale λ (nm)	Espacements	nouvelle longue d'onde (Ez1=-0.6916 ; Ez2=-0.2570)	Déplacement
1	1548,1191	0,35	1548,0208	0,44
2	1548,4783	0,32	1548,3611	0,44
3	1548,7996	0,36	1548,7210	0,44
4	1549,1626	0,35	1549,0718	0,44
5	1549,5217	0,35	1549,4272	0,44
6	1549,8809	0,35	1549,7826	0,44
7	1550,2401	0,35	1550,1531	0,44
8	1550,5992	0,35	1550,5161	0,44
9	1550,9584	0,35	1550,8904	0,44
10	1551,3214	0,36	1551,2647	0,44
11	1551,7184	0,39	1551,6389	0,44

Tableau III.4 : Résultat de simulation (4)

D'après La figure III.12 et le tableau III.4 nous avons remarqué qu'un déplacement en longueur d'onde de $0.44nm$ est atteint lorsque le couple du champ électrique (Ez1=-0.6916, Ez2=-0.2570 ($V/\mu m$)) est appliqué sur la première et la deuxième plaque respectivement.
La nouvelle longueur d'onde déplacée est égale à $1548.0208nm$ sachant que la longueur d'onde initiale est égale à 1548,1191 nm pour le canal « 1 », l'espacement inter-canal est égale à $0,35\ nm$ ou bien 50 GHz et la bande passante de chaque canal égale : $0.12\ nm$

III.6.3.Représentation de l'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez) :

Dans cette partie nous avons besoin de la spécification des paramètres, à savoir l'indice ordinaire no=2.2128, l'indice extraordinaire ne=2.1318, coefficient électro-optique r63=30.810^{-6}, les deux champs électriques Ez1 et Ez2 cinq valeur pour chacun :
EZ1 :(Ez1_0=0 ; Ez1_1=-0,3043 v/µm ; Ez1_2=-0,5930 v/µm ; Ez1_3=-0,6354 v/µm ; Ez1_4=-0,6916 v/µm),

EZ2 :(Ez2_0=0 ; Ez2_1=-0,0528 v/µm ; Ez2_2=-0,0130 v/µm ; Ez2_3=-0,0687 v/µm ; Ez2_4=-0,2570 v/µm).

Dans le but de tracer l'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez1) et en fonction du champ électrique (Ez2).

Les résultats obtenus pour cette partie de simulation sont illustrées par la figure III.13 et la figure III.14

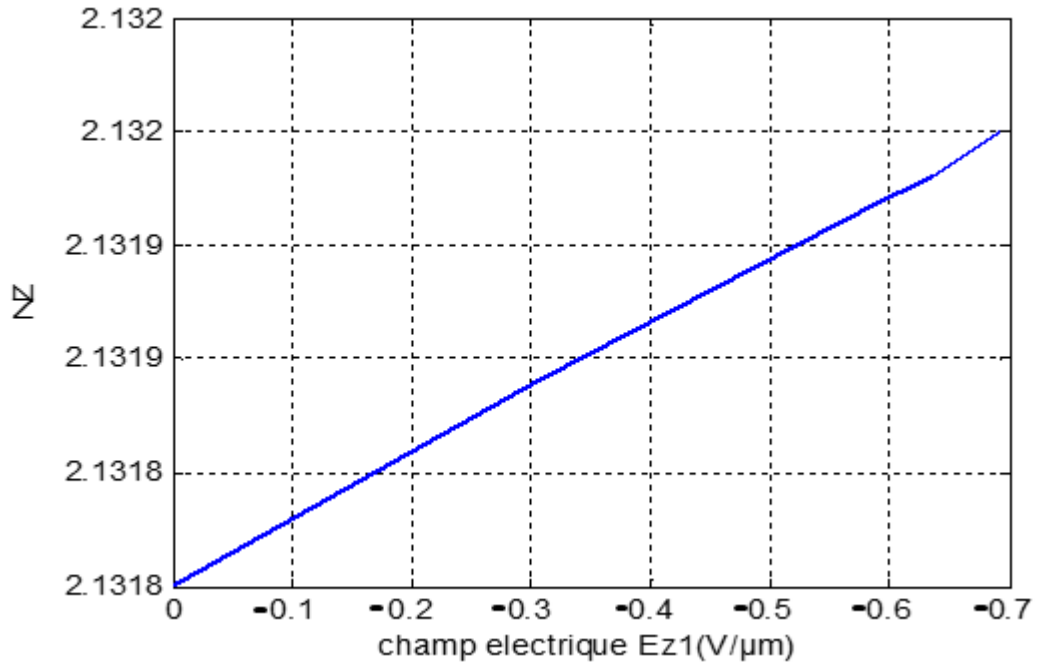

Figure III.13 : L'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez1)

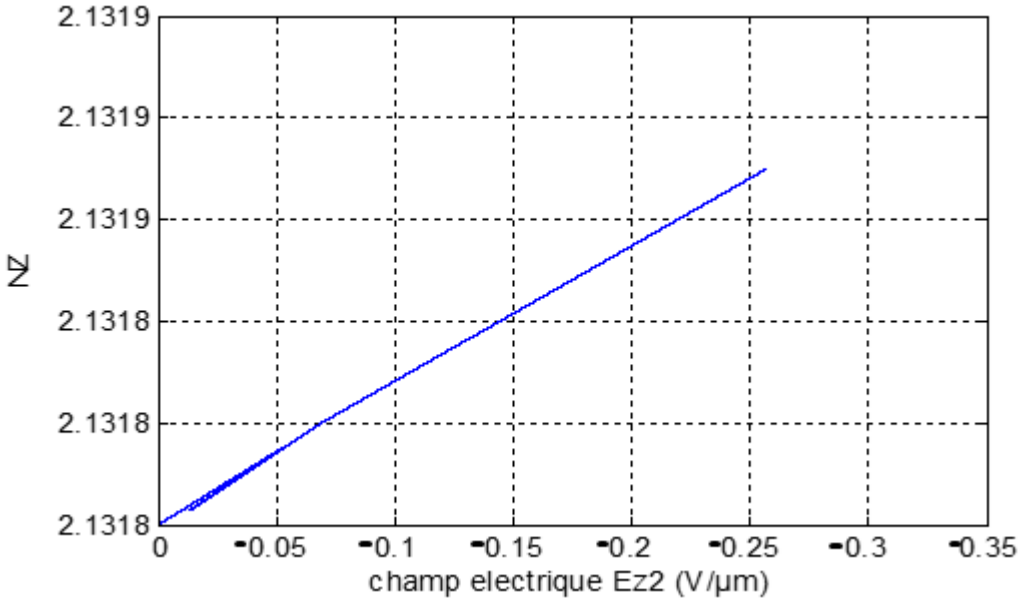

Figure III.14 : L'indice extraordinaire (Nz) en fonction du champ électrique (Ez2)

D'après La figure (III.13) nous avons remarqué que plus nous augmentons le champ électrique plus la valeur de l'indice extraordinaire augmente, le champ électrique négatif permet de déplacer les canaux vers les hautes longueurs d'ondes, et par conséquent le champ électrique positif permet de déplacer les canaux vers les bases longueurs d'ondes.

D'après La figure (III.14) nous avons remarqué que si la valeur du champ électrique est importante la modification de l'indice extraordinaire est aussi importante, et le champ électrique permet de modifier l'indice extraordinaire d'où l'effet électro-optique

III.6.4. Comparaison entre le filtre de Šolc et le filtre de Lyot :

Dans cette partie nous avons fait une comparaison entre les deux filtres, Šolc et Lyot en traçant le coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde, sans applications de champs électriques, Ez1=0 et Ez2=0.

Nous prenons les mêmes valeurs de l'indice ordinaire et extraordinaire sur les deux filtre (no=2, 2128, ne=2,1318).

Le filtre de Lyot est montré en rouge et le deuxième filtre de Šolc est illustré en bleu.

La comparaison est illustrée par la figure III.15

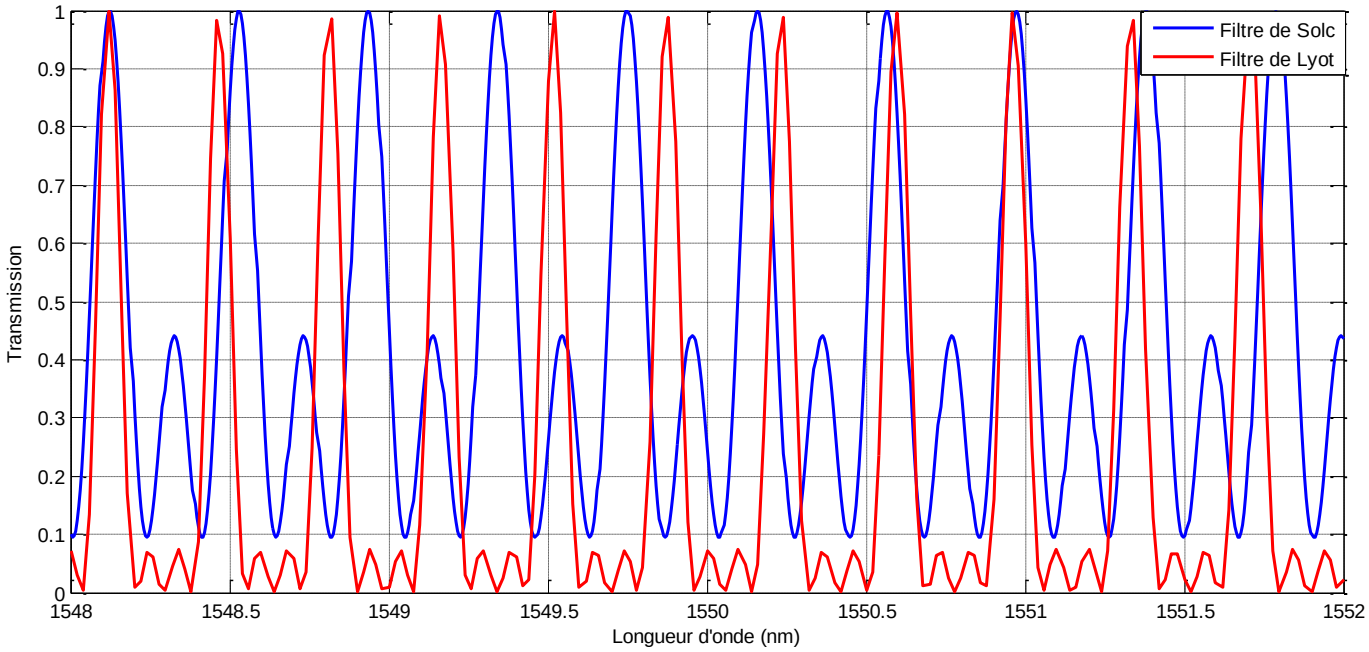

Figure III.15 : Comparaison entre le filtre de Šolc et le filtre de Lyot.

D'après la figure III.15 nous remarquons que le spectre de filtre de Lyot est décalé par rapport au spectre de filtre de Šolc.

Pour éviter ce décalage il faut optimiser le nombre de plaques et le nombre de polariseurs, et leurs angles de rotation.

L'espacement inter-canal entre les deux filtres n'est pas le même.

Les paramètres qui ont influencé sur l'espacement inter-canal sont :

- La longueur des plaques biréfringentes.
- L'indice ordinaire et extraordinaire.

III.7 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons simulé et analysé deux filtres optiques, filtre de Šolc et filtre de Lyot.

Cette simulation a été réalisée à l'aide de MATLAB qui nous a permis de faire le calcule matriciel et de déterminer la matrice globale en utilisant le concept de Jones.

Nous avons utilisé l'effet électro-optique pour déplacer les canaux transmis vers d'autres longueurs d'onde, par application des champs électriques sur les plaques biréfringences qui constituent les filtres de Šolc et de Lyot

Conclusion Générale

RapportGratuit.com

Conclusion Générale

Ce paragraphe vient parachever ce projet de fin d'études. Ce projet constitue notre premier pas dans le monde de la recherche.

En effet, dans ce travail nous avons contribué à l'étude des filtres de Šolc et de Lyot accordables basés sur le matériau de Niobate de lithium sur trois aspects différents :

Le premier concerne l'étude des différents types de filtres optiques et leurs applications dans le monde de télécommunication optique.

Nous avons distingué deux catégories de filtres optiques ; ceux qui sont réalisés en optique cohérente et en optique incohérente. Dans les filtres fonctionnant en optique cohérente, la phase de l'onde optique doit être contrôlée avec beaucoup de précision. Par contre la deuxième catégorie concerne les filtres fonctionnant en régime optique incohérent où il n'y a pas de contrôle de la phase de l'onde optique.

Notre choix s'est concentré sur les filtres issus d'un fonctionnement en régime incohérent. Ces filtres optiques jouent un rôle très important dans ce monde ; ils offrent une forte densité d'intégration et une très forte flexibilité, ils sont agiles, ils n'ont pas besoin d'une grande énergie et ils ne sont pas couteux. Le filtrage optique peut-être utile pour ces architectures à très forte flexibilité**.**

Le deuxième aspect de notre étude a concerné l'étude de l'effet électro-optique dans les matériaux anisotropes. Au début, nous avons défini le matériau et le milieu anisotrope, la permittivité et l'imperméabilité diélectrique d'un matériau, ainsi qu'un ellipsoïde des indices, en montrant les méthodes utilisées pour déterminer les indices ordinaires et extraordinaires d'un matériau biréfringent. Ensuite, nous avons présenté l'effet électro-optique, dont l'effet Pockels et les tenseurs électro-optiques avec leur représentation matricielle.

Enfin, le troisième aspect concernera l'étude par simulation des filtres de Šolc et de Lyot, avec une comparaison de performance entre ces deux filtres optiques. Les résultats de nos simulations avec MATLAB ont montré que pour déplacer un canal optique, il faut soumettre une plaque biréfringente à un champ électrique négatif si nous voulions déplacer ce canal vers les hautes longueurs d'onde. Ce déplacement est dû à la variation du déphasage de l'onde lumineuse qui traverse ce matériau uni axial, suite à une modification de l'indice extraordinaire du matériau. Dans notre cas, nous avons supposé que l'ellipsoïde des indices est coupé suivant l'axe OZ, ce qui fait qu'un champ électrique a été appliqué suivant cet axe.

Ce projet vient clore efficacement nos études à l'Université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen et notre année de master, au cours d'elle, nous avons appréhendé toutes les étapes théoriques et de conception que le chercheur doit franchir pour atteindre ses objectifs.

Rapport-gratuit.com
LE NUMERO 1 MONDIAL DU MÉMOIRES

Bibliographie

Chapitre I : Présentation des différents filtres optiques et leurs applications

[I.1] Mr Hervé Gouraud, «Filtrage opto-microonde par synthèse optique de réponse impulsionnelle», Thèse de doctorat, université de limoges 2004

[I.2] Déhé, A,Fricke,Hartnagle,H.LP, infrared thermophile sensor based on ALGaAs/GaAs micromaching Sensors and Actuators, A 1995. Vol 47. n°1-3432 -436.

[I.3] Mr Hervé Gouraud, «Filtrage opto-microonde par synthèse optique de réponse impulsionnelle». Thèse de doctorat, université de limoges 2004

[I.4] Mr Franck CHOLLET, «réalisation d'un filtre spectral accordable étroit à 1.55 µm en optique intégrée sur niobate de lithium. ». Thèse de doctorat, Franche-Comté

[I.5] M. Okai, T. Tsuchiya, K. Uomi, W. Chinone, and T. Harade. Corrugation-pitchmodulated MQW-DFB laser with narrow spectral linewidth (170 kHz). Phot. Technol. Lett., 2 :529, 1990.

[I.6] A. Gnauck, A. Chraplyvy, R. Tkach, and R. Derosier. 160 Gbit/s (8x20 Gbit/s WDM) 300 km transmission with 50 km amplifier spacing and span-by-span dispersion reversal. Electron. Lett., 30 :1241, 1994.

[I.7] A. Gnauck, A. Chraplyvy, R. Tkach, and R. Derosier. 160 Gbit/s (8x20 Gbit/s WDM) 300 km transmission with 50 km amplifier spacing and span-by-span dispersion reversal. Electron. Lett., 30 :1241, 1994.

[I.8] Markus K. Tilsch, Robert B. Sargent and Charles A. Hulse, « Dielectric Multi layer Filters», white paper

[I.9] Mr KARIM Fethallah, « Etude des Filtres Optiques Appliqués dans les Systèmes WDM : Synthèse et Optimisation des Réseaux de Bragg par la Recherche Tabou Dirigée ». Thèse de doctorat, Université Aboubekr Belkaid Tlemcen-Algérie

[I.10]http://ressources.univlemans.fr/AccesLibre/UM/Pedago/physique/02/optiphy/antirefl.html

[I.11] Markus K. Tilsch, Robert B. Sargent and Charles A. Hulse, « Dielectric Multi layer Filters », white paper

[I.12] Sébastien Michel, « vers une détermination optique directe des coefficients opto-mécanique et thermo-optique des couches minces optique » Thèse de doctorat, Université Paul Cézanne-Aix Marseille III, le 3 juin 2008.

[I.13] Y.C. Si, G. S. Duck, J. Ip, and N. Teitelbaum, « Narrow band filter and method of making same », U.S. Patent, vol. 5, p. 612-824 (March 18, 1997).

[I.14] M.A. Scobey and D. E. Spock, « Passive DWDM components using micro plasma optical interference filters », Optical Fiber Communication Conference, 1996 (OFC'96), p.242–243

[I.15] K. Nosu, H. Ishio, and K. Hashimoto, « Multireflection optical multi/demultiplexer using interference filters », Electron. Lett, vol. 15, p. 414–415 (1979).

[I.16] M. Scobey, D. E. Spock, M. E.Grasis, and J.A. Beattie, « EDFA gain equalization using interference films », NFOEC 1996, Technical Proceedings, Denver, CO, p. 969–972 (1996).

[I.17] W. Gunning. Double-cavity electrooptic fabry-perot tunable filter. Apll. Opt., 21 :3129, 1982.

[I.18] N. Takato, A. Sugita, K. Onose, H. Okazaki, M. Okuno, M. Kawachi, and K. Oda. 128-channel polarization-insensitive frequency-selection switch using high-silica waveguide on Si. Phot. Technol. Lett., 2 :441, 1990.

[I.19] H. Kobrinski and K.-W. Cheung, « Wavelength tunable optical filters : Applications and technology », IEEE Commun. Mag, vol. 27, p. 53 (1989).

[I.20] Gerd E. KeiserA, « Review of WDM Technology and Applications », Optical Fiber Technology, vol. 5, p. 3-39 (1999).

[I.21] D. B. Hunter, R. A. Minasian, « Reflectivity tapped fibre optic transversal filter using in-fibre Bragg grattings », Electronics Letters, Vol. 31, N° 12, 1995

[I.22] Mr Hervé Gouraud, «Filtrage opto-microonde par synthèse optique de réponse impulsionnelle ». Thèse de doctorat, université de limoges 2004

Chapitre II : L'effet électro-optique dans les matériaux anisotropes

---

[II.1] http://paristech.institutoptique.fr/site.php?id=266&fileid=770-10/04/2014

[II.2] Laurent Gornet, « Généralités sur les matériaux composites » 28/09/2008

[II.3] A.K.Baba Ahmed « Génération du deuxième harmonique dans un milieu non linéaire». Mémoire en Physique Electronique Tlemcen, 1999

[II.4] F. Bernardot « Electromagnétisme des milieux continus - Optique» Licence de Physique, Université Paris Nord, 2001

[II.5] Mr AMARA Lounés « Détection et amplification d'un signal optique Raman sur des couches ultramince de semi-conducteurs lamellaires de GaSe et InSe » Memoire de Magister, Université mouloud mammeri de tizi-ouzou, 29 Avril 2012

[II.6] www.photline.com/filer/get/80/Tutorial_LiNbO3_Photline.pdf ,11/05/2014

[II.7] A. Carenco, Composants actifs. CENT /Laboratoire de Bagneux, 196 Avenue H. Ravera, F-92220 Bagneux, France

[II.8] Mr claverie-rospide, «Conception et mise en œuvre d'un capteur électro-optique. ». Thèse de doctorat, Université Paul Verlaine-2006

[II.9] http://www.univ-tlemcen.dz/~benouaz/memoires/BABA%20AHMED.pdf-10/04/2014

[II.10] Mr.Bassam HAJJ « Imagerie Électro-optique Pockels aux échelles micro en nanométriques en physique et biophysique »Thèse de doctorat-CACHAN CEDEX France-2010

Chapitre III : Etude des filtres de Šolc et Lyot accordables en longueurs d'onde

[III.1] Mr Jean-Marie Malherbe «Principes théoriques du filtre monochromatique de SOLC» Août 2007

[III.2] Mr Djalal Falih BENDIMERAD «contribution à l'étude et à la mise en œuvre de fonction de filtrage pour les brasseurs optiques dédies au traitement multi-longueurs d'onde», Thèse de doctorat, Université Abou Bekr Belkaid Tlemcen ,2012

Résumé

La recherche de filtres optiques reconfigurables est une préoccupation permanente de la communauté scientifique depuis déjà plusieurs années. En effet, plusieurs technologies ont été développées dans le but de réaliser des filtres optiques qui, au-delà des performances des produits actuels, doivent être très sélectifs, rapidement accordables, en continu sur une large plage spectrale et ayant un encombrement et un coût minimal.

L'objectif de notre travail est d'étudier les filtres optiques de Šolc et de Lyot accordables, et de montrer l'impact de l'application d'un champ électrique sur une plaque biréfringent fabriquée avec le matériau du Niobate de Lithium, en illustrant le déplacement du spectre multi canal dans la fenêtre optique 1550 nm. En utilisant l'environnement MATLAB, l'intensité transmise de ces deux types de filtres sera représentée et analysée.

Mots clés : les filtres, Šolc, Lyot, matériaux anisotropes, l'effet électro-optique, matériaux biréfringent, coefficient de transmission

Abstract

Tunable optical filters research is a permanent concern of the scientific community for already several years. In fact, several technologies have been developed with the goal of achieving optical filters, which, beyond the performance of current products, must be very selective, rapidly tunable, continuously on a wide spectral range and having a smaller footprint and at a minimum cost.

The aim of our work is the study of tunable Šolc and Lyot optical filters, and to show the impact of the application of an electric field on a birefringent plate manufactured with the Lithium Niobate material, by illustrating the movement of the multi channel spectrum in the optical window 1550 nm. Using the MATLAB environment, the transmitted intensity of these two types of filters will be represented and analyzed.

The keywords: filters, Šolc, Lyot, anisotropic materials, electro-optic effect, birefringent materials, transmission coefficient