

Table des matières

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction générale.....1

Chapitre I : Polarisation de la lumière –Modulation électro-optique

I. Introduction.....2

II. Types De Modulation.....2

II.1 Modulation Directe.....2

II.2 Modulation Externe.....3

III. Polarisation de la lumière.....4

III.1 Polarisation.....4

III.2 Polarisation rectiligne.....5

III.3 Action d'un polariseur rectiligne sur la lumière polarisée linéairement.....5

IV. Propriétés optiques tensorielles.....6

IV.1. Permittivité diélectrique.....6

IV.2. Imperméabilité diélectrique.....7

IV.3. Ellipsoïdes des indices.....7

V. L'effet électro-optique.....8

V.1. Tenseur électro-optique.....8

V.2. Représentation matricielle des tenseurs9

V.2.1. Symétries thermodynamiques.....10

VI. L'effet pockels.....10

VI.1. Les cristaux de KDP.....12

VI.2. Les Coefficients électro-optiques.....13

VI.3. Effet électro-optique longitudinale.....15

VI.4.Effet électro-optique transversal.....16

VII. Modulation électro- optique.....17

VII.1. Modulation de polarisation.....17

VII.2. Modulation d'intensité.....	19
I.VX. Conclusion	22
Chapitre II : Les modulateurs électro-optiques commercialisés	
I. Introduction	23
II. La bande passante du modulateur.....	23
III. Le point de fonctionnement	23
IV. État de l'art des modulateurs commerciaux.....	24
IV.1. Modulateurs à base de semi-conducteurs.....	24
IV.2. Modulateurs à base de matériaux inorganiques LiNbO ₃	25
IV.3. Modulateurs à base de matériaux organiques Polymères	25
V. Les modulateurs électro-optiques commercialisés.....	26
V.1. Le modulateur électro-optique commercialisé THORLABS.....	26
V.1.1 Modulateur d'amplitude.....	27
V.1.2 Spécifications du modulateur d'amplitude	27
V.1.3 Modulateur de phase.....	28
V.1.4 Spécifications du modulateur de phase	29
V.2 Le modulateur électro-optique commercialisé FINISAR	29
V.2.1 Les caractéristiques principales	29
V.2.2 Les applications	30
V.2.3 Les conditions de fonctionnement	30
V.2.4 Les caractéristiques optiques et électriques	30
V.3. Le modulateur électro-optique commercialisé JENOPTIK	31
V.3. 1. Modulateur d'amplitude	31
V.3.2 Les caractéristiques techniques	31
V.3. 3. Modulateur de phase	32
V.3.4 Les caractéristiques techniques	33
V.4. le modulateur électro-optique commercialisé MEADOWLARK	34
V.4.1. les applications	34

V.4.2. Les caractéristiques techniques	34
V.5. Le modulateur électro-optique commercialisé CONOPTICS	35
V.5.1. Modulateur de phase	36
V.5.2. Caractéristiques.....	37
VI. Conclusion.....	38

Chapitre III : Simulation des modulateurs électro- optiques

I Introduction	39
II. Modulateur Électro-optique.....	39
III .Procédures De Travail	41
IV. Simulation	42
IV.1.Simulation d'un modulateur de polarisation	42
IV.1.1 Le déphasage en fonction de la tension électrique.....	44
IV.1.2 Le déphasage en fonction du temps.....	50
IV.2. Simulation d'un modulateur d'intensité	51
IV.2.1. Modulateur d'intensité à base de polariseurs croisés.....	52
IV.2.1.1 L'intensité en fonction de la tension électrique.....	53
IV.2.1.2 L'intensité en fonction du temps.....	54
IV.2. 2Modulateur d'intensité à base de polariseurs parallèles.....	56
IV.2.2.1 L'intensité en fonction de la tension électrique.....	57
IV.2.2.2 L'intensité en fonction de temps.....	57
V. Conclusion.....	59
Conclusion générale.....	61
Références bibliographiques.....	62

Liste des figures

Chapitre I : Polarisation de la lumière –Modulation électro-optique

Figure I.1 : Synoptique d'un module d'émission en modulation directe.....	3
Figure I.2 : Synoptique d'un module d'émission en modulation externe.....	3
Figure I.3 : Polarisation de la lumière.....	4
Figure I.4 : Polarisation rectiligne de la lumière.....	5
Figure I.5 : Action d'un polariseur rectiligne sur la lumière polarisée linéairement	6
Figure I.6 : Utilisation d'ellipsoïde des indices.....	8
Figure I.7 : Variation de l'indice extraordinaire en fonction de la longueur d'onde variant de 200 à 900 nm	12
Figure I.8 : Variation de l'indice ordinaire en fonction de la longueur d'onde variant de 200 à 900 nm.....	13
Figure I.9 : Configuration du cristal de KDP.....	14
Figure I.10 : Rotation des axes d'ellipsoïde des indices.....	14
Figure I.11 : Effet pokels longitudinal.....	15
Figure I.12 : Effet pokels transversal.....	16
Figure I.13 : Cristal de KDP coupé perpendiculairement à la direction z du champ appliqué.....	18
Figure I.14 : Schéma de principe d'un modulateur d'amplitude en configuration longitudinale.....	20
Figure I.15 : Fonction de transfert d'un modulateur d'amplitude dans la région de fonctionnement linéaire.....	21
Figure I.16 : Modulateur d'amplitude linéaire sans tension de bias.....	21

Chapitre II : Les modulateurs électro-optiques commercialisés

Figure II.1 : Schéma de principe d'une modulation d'intensité autour d'un point de fonctionnement situé sur la fonction de transfert d'un modulateur d'intensité.....	24
Figure II.2 : Modulateur d'amplitude THORLABS.....	27
Figure II.3 : Modulateur de phase THORLABS.....	28
Figure II.4 : Modulateur de FINISAR PCMO1332.....	29

Figure II.5 : Modulateur d'amplitude commercialisé par JENOPTIK.....	31
Figure II.6 : Modulateur de phase commercialisé par JENOPTIK.....	33
Figure II.7 : Modulateur de phase commercialisé par MEADOWLARK.....	34
Figure II.8 : Modulateur de phase commercialisé par CONOPTICS.....	37

Chapitre III : Simulation des modulateurs électro- optiques

Figure III.1 : Cellule pockels en configuration longitudinale.....	40
Figure III.2 : Cellule pockels en configuration transversale.....	41
Figure III.3 : Schéma d'un modulateur de polarisation.....	42
Figure III.4 : Etat initial de polarisation (par optisystème).....	43
Figure III.5 : Représentation du déphasage en fonction de la tension appliquée.....	44
Figure III.6 : Circuit d'un modulateur de polarisation.....	45
Figure III.7 : Etat de polarisation rectiligne à $+45^\circ$	46
Figure III.8 : Etat de polarisation elliptique pour $\Delta\phi=\pi/4$ rad.....	47
Figure III.9 : Etat de polarisation circulaire droite pour $\Delta\phi=\pi/2$ rad.....	48
Figure III.10 : Etat de polarisation elliptique pour $\Delta\phi= 3\pi/4$ rad.....	49
Figure III.11 : Etat de polarisation rectiligne à -45° pour $\Delta\phi=\pi$ rad.....	50
Figure III.12 : Représentation du déphasage en fonction du temps.....	51
Figure III.13 : schéma d'un modulateur d'intensité à base de polariseurs croisés ($+45^\circ$ en entrée et -45° à la sortie).....	53
Figure III.14 : Représentation d'intensité de sortie en fonction de la tension appliquée.....	53
Figure III.15 : Représentation d'intensité de sortie en fonction du temps.....	55
Figure III.16 : Schéma d'un modulateur d'intensité à base de polariseurs croisés (-45° en entrée et $+45^\circ$ à la sortie).....	56
Figure III.17 : Schéma d'un modulateur d'intensité à base de polariseurs parallèles ($+45^\circ$ en	

Liste des figures

entrée et $+45^\circ$ à la sortie).....	56
Figure III.18 : Représentation d'intensité de sortie en fonction de la tension appliquée.....	57
Figure III.19 : Représentation d'intensité de sortie en fonction du temps	58
Figure III.20 : Schéma d'un modulateur d'intensité à base de polariseurs parallèles (-45° en entrée et -45° à la sortie).....	59

Liste des tableaux

Chapitre I : Polarisation de la lumière –Modulation électro-optique

Tableaux I.1 : Coefficient électro optique de quelques matériaux.....11

Chapitre II : Les modulateurs électro-optiques commercialisés

Tableau II- 1 : Récapitulatif des caractéristiques des différents matériaux électro-optiques.
Les propriétés optiques et électro-optiques sont données à la longueur d'onde $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$...26

Tableau II.2 : Spécifications du modulateur d'amplitude THORLABS.....28

Tableau II.3 : Spécifications du modulateur de phase THORLABS.....29

Tableau II.4: Les conditions de fonctionnement.....30

Tableau II.5 : Les caractéristiques optiques et électriques.....30

Tableau II.6 : Les caractéristiques techniques du modulateur d'amplitude.....32

Tableau II.7 : Les caractéristiques techniques du modulateur de phase.....33

Tableau II.8 : Les caractéristiques techniques du modulateur 1×12.288
de MEADOWLARK.....35

Tableau II.9 : Les caractéristiques du ADP , KDP et LTA.....36

Tableau II.10 : les caractéristiques techniques des modulateurs de phase commercialisés par
CONOPTICS.....37

Chapitre III : Simulation des modulateurs électro- optiques

Introduction

Générale

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 sont restés 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 siècle dernier a été marqué par le développement des technologies de communication (tel que la téléphonie mobile, la télévision HD et internet haut débit), qui ont augmenté le besoin de stockage et la capacité de transfert de l'information. Pour augmenter le flux de l'information, une solution pertinente consiste à utiliser les signaux optiques plutôt que les signaux électriques. Dans cette chaîne de transmission, il devient alors nécessaire d'utiliser des dispositifs de modulation optique à haut débit.

Notre mémoire englobe trois parties. Dans le premier chapitre, nous évoquerons la modulation de la lumière pour la transmission des données par fibre optique. Alors que dans le deuxième chapitre, nous étudierons les modulateurs électro-optiques commercialisés. Enfin, le dernier chapitre sera consacré à l'étude et la simulation d'un modulateur de polarisation et un modulateur d'intensité à base de cellules pockels et de polariseurs.

CHAPITRE I

I. Introduction

La modulation de la lumière est une fonction essentielle pour la transmission des données par fibre optique, les systèmes opto-hyperfréquences utilisant la sous-porteuse optique pour le transport et le traitement des signaux hyperfréquences et certains capteurs de champs électromagnétiques par exemple. Elle assure la conversion des signaux électriques en signaux optiques par variation d'un des paramètres de la lumière, tels que sa phase, son intensité, sa fréquence, ou sa polarisation parfois. Le type de modulation diffère selon les applications. Par exemple, le format de modulation est numérique dans les réseaux de télécommunications. Par contre, la modulation de la lumière est analogique en radio sur fibre dans les réseaux d'accès et les réseaux locaux domestiques, ce qui exige une très grande bande passante et une linéarité importante. Il en est de même pour les modulateurs dans les radars utilisant la sous-porteuse optique pour véhiculer des signaux hyperfréquences [I.1].

II. Types de modulation

Une chaîne de transmission par fibre optique de base est constituée d'un module d'émission et d'un module de réception placés aux extrémités d'une fibre optique. Selon le format de modulation, le débit, la fréquence, la puissance requise, le type de source optique, on recourt à la modulation directe ou à la modulation externe au niveau du module d'émission [I.1].

II.1. Modulation directe

La modulation directe consiste à faire varier le courant d'alimentation de la diode laser, seule source optique permettant une vitesse de modulation compatible avec les applications en télécommunications haut débit à longue distance et avec les systèmes hyperfréquences, pour obtenir une onde lumineuse modulée en intensité en sortie. Cette solution requiert peu de composants (figure I.1) et présente un faible coût de mise en œuvre. En plus de la source optique, seuls un générateur de courant et un circuit de commande (driver) sont nécessaires. Bien que simple, ce type de modulation n'est pas adapté aux applications exigeantes en termes de monochromaticité de la lumière. En effet la modulation du courant d'alimentation d'une diode laser provoque en général une variation de la fréquence de la lumière accompagnant la modulation de son intensité. Ce phénomène, appelé « chirp » en termes anglo-saxons, est dû à la modification de l'indice de réfraction du milieu actif par la variation de la densité de porteurs injectés [I.2]. Le phénomène de chirp conjugué avec la dispersion chromatique de la fibre optique peut dégrader le signal optique en provoquant un élargissement temporel des impulsions. En outre la bande passante de la modulation directe est limitée par la fréquence de relaxation liée à la durée de vie des porteurs dans la diode laser. On peut l'améliorer en augmentant le courant de polarisation [I.3]. On trouve sur le marché des VCSEL à 850 nm mis en boîtier et connectés à des fibres multi-modes dont la bande passante atteint une dizaine de GHz [I.4]. Des laser DFB à puits quantiques à 1550 nm optimisés et polarisés à 150 m arrivent à des bandes passantes de 20 GHz [I.5]. Une bande passante de 30 GHz a été démontrée au laboratoire avec des lasers DFB à puits quantiques bi-électrodes [I.6].

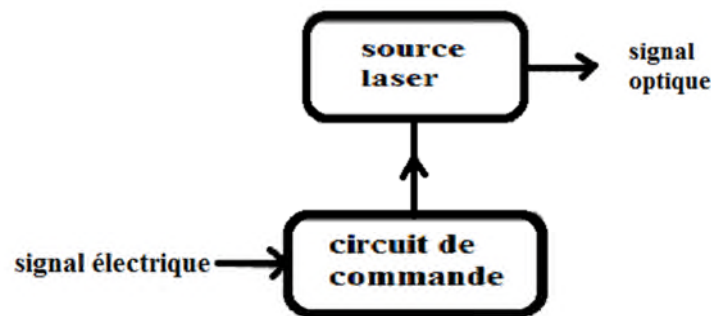


Figure I.1 : Synoptique d'un module d'émission en modulation directe [I.6].

II.2. Modulation externe

La modulation externe consiste à modifier un paramètre de l'onde lumineuse à l'aide d'un modulateur externe à la source lumineuse. C'est la technique de modulation privilégiée des télécommunications haut débit à longue distance, car elle permet de limiter ou de contrôler le phénomène de « chirp » étant donné que la densité de porteurs dans le milieu actif est constante avec un courant de polarisation du laser maintenu constant (figure I.2). Elle offre en général une bande passante plus importante et un indice de modulation bien plus élevé que la modulation directe en dédiant la fonction d'émission à la source laser et celle de modulation au modulateur et en les optimisant chacun pour leur fonction.

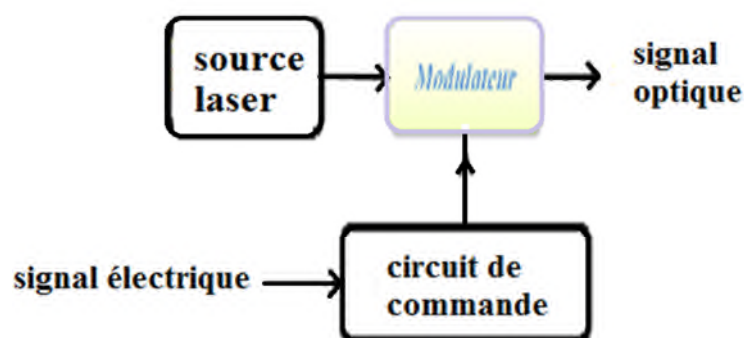


Figure I.2 : Synoptique d'un module d'émission en modulation externe [I.6].

Selon la nature de leur signal de commande, on peut classer les modulateurs de lumière en plusieurs grandes catégories : acousto-optiques, magnéto-optiques et électro-optiques. Parmi ces modulateurs, seuls les modulateurs à commande électrique permettent d'atteindre des débits (≥ 10 Gb/s) ou des fréquences de modulation (≥ 10 GHz) compatibles avec les applications visées en télécommunications optiques et dans les systèmes hyperfréquences ; les autres types pouvant être

utilisés dans certaines applications assez spécifiques. Par exemple, on peut réaliser un aiguillage spatial de signaux optiques ou effectuer un décalage de fréquence des faisceaux lumineux avec des cellules acousto-optique de Bragg [I.7].

Avant de présenter les deux principaux types de modulateurs à commande électrique : modulateurs à électro-absorption et modulateurs électro-optiques, nous introduisons d'abord les notions d'optique guidée et l'effet électro-optique. En effet, les effets physiques sous-jacents à leur fonctionnement sont sensibles au champ électrique appliqué. Pour produire une modulation significative à des fréquences élevées, il faut appliquer un champ électrique intense avec un signal électrique de faible tension. C'est pourquoi on utilise des guides d'ondes optiques de faible dimension transverse en appliquant une tension V à l'aide d'électrodes placées de part et d'autre des guides, pour obtenir un champ électrique $E=V/h$.

III. Polarisation de la lumière

III.1. Polarisation

En régime stationnaire, la lumière peut-être décrite par un champ électromagnétique vibrant avec une pulsation ω (longueur d'onde λ) et se propageant dans la direction z avec un vecteur d'onde \vec{K} . [I.8]

$$\vec{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_{0x} \cos(\omega t - kz) \\ E_{0y} \cos(\omega t - kz - \varphi) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{I.1})$$

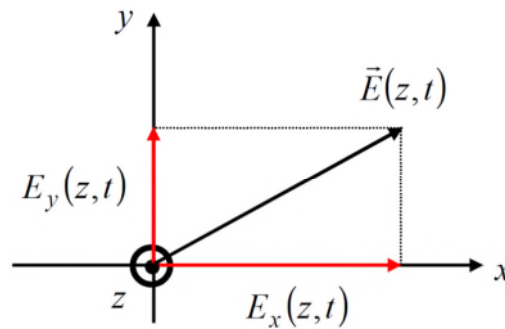


Figure I.3 : Polarisation de la lumière [I.8].

La norme du vecteur d'onde est donnée par : $k=2\pi/\lambda$, la quantité φ représente le déphasage entre les composantes x et y du champ électromagnétique.

Dans le cas général, l'extrémité du champ électrique $\vec{E}(z, t)$ décrit une ellipse.

Si $\varphi = 0 + m\pi$ avec $m \in \mathbb{Z}$ cette ellipse est réduite à une droite. La polarisation est dite linéaire. Si $\varphi = \frac{\pi}{2} + m\pi$ avec $m \in \mathbb{Z}$ et $(E_{0x} = E_{0y})$ l'extrémité du champ $\vec{E}(z, t)$ décrit un cercle, la polarisation est dite circulaire.

III.2. Polarisation rectiligne

On appelle polariseur rectiligne tout dispositif capable de transformer une lumière naturelle en lumière de polarisation linéaire.

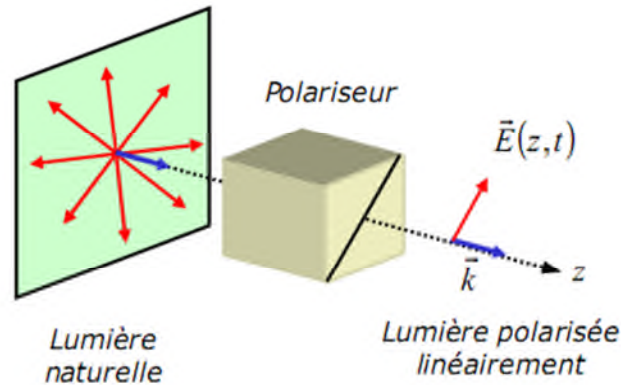


Figure I.4 : Polarisation rectiligne de la lumière [I.8].

III.3. Action d'un polariseur rectiligne sur la lumière polarisée linéairement

On suppose un champ $\vec{E}(z, t)$ polarisé rectilignement. On considère également un polariseur linéaire parallèle à la direction \vec{Q} . L'intensité lumineuse I propagée par $\vec{E}(z, t)$ est donnée par : $I = K(E_{0x}^2 + E_{0y}^2) = KE_0^2$ où K est une constante positive. A la sortie de polariseur ne subsiste plus que la composante $E_x(z, t)$ qui vaut : [I.8]

$$E_0 \cos\theta \cos(\omega t - k z) \quad (I.2)$$

Et finalement l'intensité I' à la sortie du polariseur de direction \vec{Q} s'écrit comme suit :

$$I' = I \cos^2 \theta \quad (I.3)$$

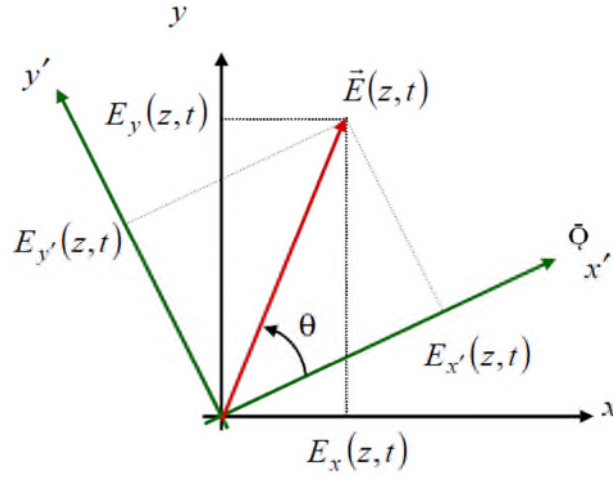


Figure I.5 : Action d'un polariseur rectiligne sur la lumière polarisée linéairement [I.8]

IV. Propriétés optiques tensorielles

IV.1. Permittivité diélectrique

Le tenseur de permittivité diélectrique $[\varepsilon]$ est défini par la relation : [I.9]

$$\vec{D} = [\xi] \vec{E} \quad (I.4)$$

Soit

$$\forall i \in \{x, y, z\}, D_i = \sum_{j=x,y,z} \varepsilon_{ij} E_j \quad (I.5)$$

En introduisant la permittivité diélectrique relative $[\varepsilon_r]$, on écrit : [I.9]

$$\vec{D} = \varepsilon_0 [\varepsilon_r] \vec{E} \quad (I.6)$$

En absence d'absorptions et d'activité optique, ces tenseurs sont réels et symétriques. Dans le cas général $[\varepsilon_r]$ est un tenseur de 9 composantes qui s'écrit dans le repère (x; y; z) des axes cristallographiques comme suit : [I.9]

$$[\xi_r] = \begin{pmatrix} \xi_{xx} & \xi_{xy} & \xi_{xz} \\ \xi_{yx} & \xi_{yy} & \xi_{yz} \\ \xi_{zx} & \xi_{zy} & \xi_{zz} \end{pmatrix} \quad (I.7)$$

Puisque ce tenseur est réel et symétrique, on peut toujours trouver un système d'axes (dits axes propres) (x', y', z') dans lequel il prend la forme diagonale: [I.9]

$$\xi_r = \begin{pmatrix} \xi_{x'x'} & 0 & 0 \\ 0 & \xi_{y'y'} & 0 \\ 0 & 0 & \xi_{z'z'} \end{pmatrix} \quad (I.8)$$

-Si les valeurs propres $\xi_{x'x'}$, $\xi_{y'y'}$, $\xi_{z'z'}$ sont égales à ξ_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 $n = \sqrt{\xi_r}$.

-Si elles sont toutes distinctes, le milieu est anisotrope et biaxe.

-Si deux d'entre elles sont égales, il est anisotrope et uniaxe.

IV.2. 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 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 et définit le tenseur inverse de $[\epsilon_r]$.

Appelé tenseur d'imperméabilité diélectrique $[\mu]$ définit par : [I.9]

$$[\mu] \cdot [\xi_r] = [1] \quad (I.9)$$

Il est lui aussi réel et symétrique pour un milieu sans absorption ni activité optique. L'équation : [I.9]

$$\vec{D} = \epsilon_0 [\epsilon_r] \vec{E} \quad (I.10)$$

S'écrit alors de façons équivalent :

$$\vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} [\mu] \vec{D} \quad (I.11)$$

IV.3. Ellipsoïdes des indices

De même, et de façon historique, c'est rarement la permittivité diélectrique qui a été utilisée pour définir les modifications de propriétés optiques induites dans un matériau par différentes actions extérieures. C'est là aussi due au fait que ces actions, même lorsqu'elles agissent sur un milieu isotrope, ont le plus souvent pour effet de créer une anisotropie. On a donc pris l'habitude de décrire ces effets comme des modifications d'ellipsoïde des indices et ce sont les changements des coefficients de cet ellipsoïde, que l'on trouve généralement dans les tables.

Dans le cas le plus général, les indices de réfraction du milieu, vus par une onde, peuvent être définis à partir d'ellipsoïde des indices donnée par l'équation : [I.10]

$$\frac{x'^2}{n_{x'}^2} + \frac{y'^2}{n_{y'}^2} + \frac{z'^2}{n_{z'}^2} = 1 \quad (\text{I.12})$$

Où les indices principaux sont définis par : [I.10]

$$n_i^2 = \xi_{ii} \quad (\text{I.13})$$

Cet ellipsoïde présente une propriété essentielle : portons à partir de son centre O, une droite OP portée par la direction de propagation d'une onde plane. Le plan d'ondes perpendiculaire à OP découpe sur l'ellipsoïde une ellipse de demi-axes OA et OB. On montre que les deux ondes planes perpendiculaires à OP qui peuvent se propager dans le milieu, ont pour indice de réfraction les longueurs des deux demi-axes OA et OB. De plus, leurs vecteurs \vec{D} respectifs sont portés par OA et OB. Pour décrire les modifications des propriétés optiques du milieu, il nous suffit donc de décrire les déformations d'ellipsoïde.

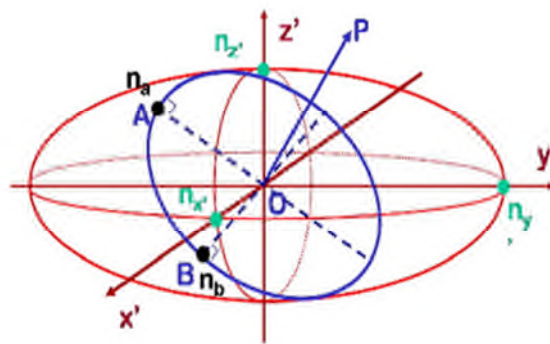


Figure I.6 : Utilisation d'ellipsoïde des indices [I.10]

V. L'effet électro-optique

V.1. Tenseur électro-optique

Des modifications du tenseur d'imperméabilité diélectrique peuvent être induites par la température, les contraintes ou un champ électrique. Elles sont généralement faibles, et on peut les décrire par un développement limité en puissance du champ électrique comme suit : [I.9]

$$\mu_{ij}(E) = \mu_{ij}(0) + \sum_k \left(\frac{\partial \mu_{ij}}{\partial E_k} \right)_{(E=0)} E_k + \sum_{k,l} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \mu_{ij}}{\partial E_k \partial E_l} \right)_{(E=0)} E_k E_l \quad (\text{I.14})$$

Les termes d'ordre supérieur sont généralement négligés. En effet, cette modification d'imperméabilité résulte d'un champ électrique qui agit comme une perturbation du champ électrostatique E_{att} 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 l'origine des interactions lumière-matière dans le matériau. Le champ électrique appliqué E est généralement très faible devant E_{att} et les amplitudes des termes successifs du développement précédent sont décroissantes comme les puissances successives de E/E_{att} . l'effet quadratique est plus souvent négligeable lorsque l'effet linéaire est présent (ce qui n'est pas toujours le cas) [I.9].

En déduisant les coefficients :

$$r_{ijk} \equiv \left(\frac{\partial \mu_{ij}}{\partial E_K} \right) (E = 0) \quad (\text{I.15})$$

et le coefficient électro-optique
$$s_{ijkl} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \mu_{ij}}{\partial E_K \partial E_l} \right) (E = 0) \quad (\text{I.16})$$

qui caractérisent respectivement l'effet électro-optique linéaire et l'effet électro-optique quadratique, on écrit cette relation sous la forme :

$$\mu_{ij}(E) = \mu_{ij}(0) + \sum_{k=x,y,z} r_{ijk} E_K + \sum_{k,l=x,y,z} s_{ijkl} E_K E_l \quad (\text{I.17})$$

Où en notation tensorielle :

$$[\mu]_{(E)} = [\mu]_{(E=0)} + [r] \cdot \vec{E} + ([s] \cdot \vec{E}) \cdot \vec{E} \quad (\text{I.18})$$

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.17). Elle est fondée sur la remarque que les sommations portent toujours sur celui où ceux des indices muets qui sont répétés. On réduira ainsi [I.9]

$$\sum_{k=x,y,z} r_{ijk} E_K \text{ en } r_{ijk} E_K \quad \text{et} \quad \sum_{k,l=x,y,z} s_{ijkl} E_K E_l \text{ en } s_{ijkl} E_K E_l$$

Sauf mention du contraire, nous écrirons donc par la suite les relations du type de (I.17) sous forme : [I.9]

$$\mu_{ij}(E) = \mu_{ij}(0) + r_{ijk} E_K + s_{ijkl} E_K E_l \quad (\text{I.19})$$

V.2. Représentation matricielle des tenseurs

Des symétries d'origines 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 de 3 ou 4 indices [I.9].

V.2.1. Symétries thermodynamiques

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

$$\forall i, j \quad \varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji} \quad \text{et} \quad I_{ij} = I_{ji} \quad (\text{I.20})$$

Il paraît possible, puisque les couples (ij) et (ji) d'indices sont équivalents de les représenter par un indice unique m [I.9].

On note ainsi :

$$\left(\begin{array}{l} \xi_1 \\ \xi_2 \\ \xi_3 \\ \xi_4 \\ \xi_5 \\ \xi_6 \end{array} \right) = \left(\begin{array}{l} \xi_{11} \\ \xi_{22} \\ \xi_{33} \\ \xi_{23} = \xi_{32} \\ \xi_{13} = \xi_{31} \\ \xi_{12} = \xi_{21} \end{array} \right) \quad (\text{I.21})$$

VI. L'effet pockels

L'effet Pockels est observé uniquement dans les cristaux qui ne présentent pas de centre de symétrie cristalline. Il correspond à un changement des indices de réfraction proportionnel au champ électrique appliqué [I.9].

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) [I.9].

On écrit :

$$\mu_{ij} = \mu_{ji} \equiv \mu_m \quad \text{et} \quad r_{ijk} = r_{jik} \equiv r_m \quad (\text{I.22})$$

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

$$\mu_{ij}(E) = \mu_{ij}(0) + r_{ijk} E_k \quad (\text{I.23})$$

Sous la forme matricielle : [I.9]

$$\begin{pmatrix} \mu_1 \\ \mu_2 \\ \mu_3 \\ \mu_4 \\ \mu_5 \\ \mu_6 \end{pmatrix}_{(E)} = \begin{pmatrix} \mu_1 \\ \mu_2 \\ \mu_3 \\ \mu_4 \\ \mu_5 \\ \mu_6 \end{pmatrix}_{(0)} + \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (I.24)$$

Pour la plupart des classes cristallines non Centro-symétriques, il n'existe qu'un petit nombre de coefficients électro-optiques non nuls. Comme l'indique le tableau (I.1), ils ont pour valeurs typiques quelques pm/V . Par ailleurs, il apparait que l'effet électro-optique dépend des orientations du champ électrique et de la polarisation de la lumière par rapport à la coupe du cristal [I.11].

Par exemple l'usage du coefficient r_{13} oblige à appliquer le champ électrique suivant l'axe z et à faire propager selon l'axe y une lumière polarisée linéairement suivant x, le changement d'indice est alors induit selon l'axe x [I.11].

matériau	Longueur d'onde (nm)	Coefficient ($10^{-12}m/v$)	Indice de réfraction
<i>LiNbO3</i>	633	$r_{13} = 9,6$ $r_{22} = 6,8$ $r_{33} = 30,9$ $r_{51} = 32,6$ $r_c = 21,1$	$n_0 = 2,286$ $n_e = 2,200$
<i>LiTaO3</i>	633	$r_{13} = 8,4$ $r_{22} = -0,2$ $r_{33} = 30,5$ $r_c = 18$	$n_0 = 2,176$ $n_e = 2,180$
<i>KDP</i>	633 546	$r_{41} = 8$ $r_{63} = 11$ $r_{41} = 8,77$ $r_{63} = 10,3$	$n_0 = 1,5074$ $n_e = 1,4469$ $n_0 = 1,5115$ $n_e = 1,4698$
<i>KTP</i>	633	$r_{13} = 9,5$ $r_{23} = 15,7$ $r_{33} = 36,3$ $r_{51} = 7,3$ $r_{42} = 9,3$ $r_{c1} = 28,6$ $r_{c2} = 22,2$	$n = 1,86$

Tableaux I.1 : Coefficient électro- optique de quelques matériaux [I.12].

VI.1. Les cristaux de KDP

Phosphate diacide de potassium, dont la formule est $KH_2 PO_4$ 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'état 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 [I.13].

A la température ordinaire le, KDP est para électrique et ses cristaux appartiennent au système tétragonal. À $123^0 K$, le KDP présente une transition vers le système orthorhombique et devient ferroélectrique [I.13].

Pour le KDP, les indices de réfraction extraordinaires et ordinaires sont donnés par la relation de Sellmeier suivante :

$$N_e = A_e + \frac{B_e \lambda^2}{\lambda^2 - c_e} + \frac{D_e}{\lambda^2 - E_e} \quad (I.26)$$

Avec :

A, B, D, E : nombres constantes

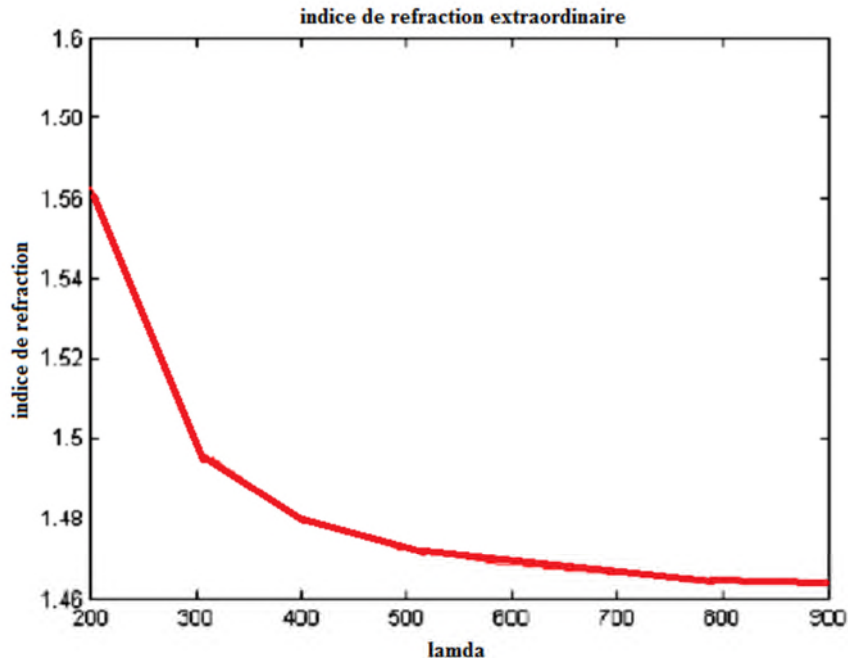


Figure I .7 : Variation d'indice extraordinaire en fonction de la longueur d'onde variant de 200 à 900 nm [I.13].

$$N_0 = A_0 + \frac{B_e \lambda^2}{\lambda^2 - c_0} + \frac{D_0}{\lambda^2 - E_0} \quad (I.27)$$

Avec :

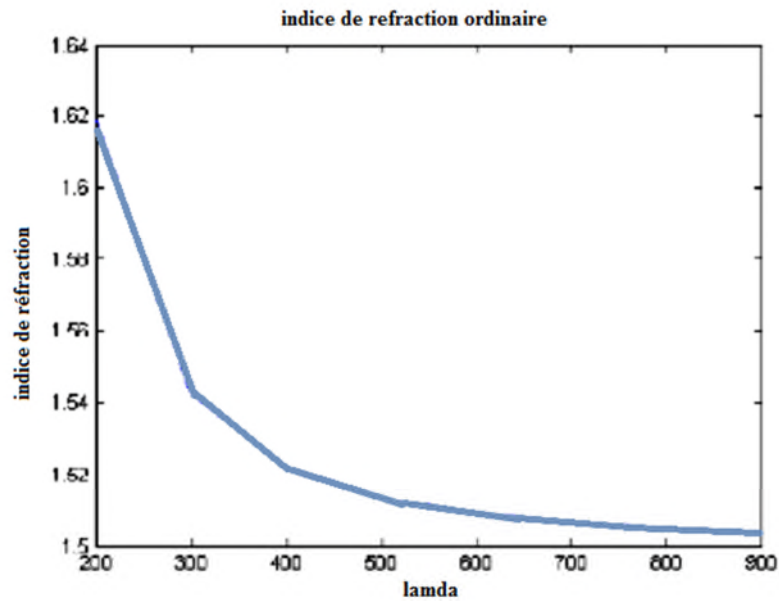


Figure I.8 : Variation d'indice ordinaire en fonction de la longueur d'onde variant de 200 à 900 nm [I.13].

VI.2. Les Coefficients électro-optiques

Les propriétés de symétrie du KDP permettent de réduire son tenseur électro-optique à 3 coefficients avec [I.11] :

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix} \quad (I.28)$$

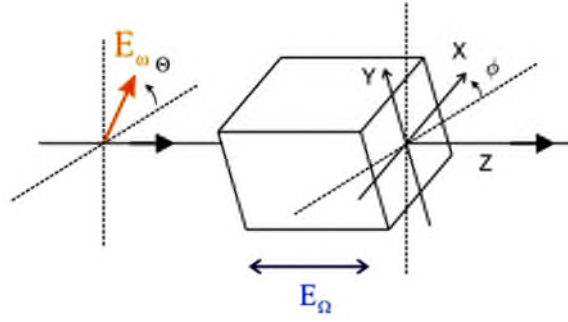


Figure I.9 : Configuration du cristal de KDP [I.14].

Les cristaux sont naturellement uniaxes (indices n_e et n_o). Ils deviennent biaxes en présence d'un champ électrique \vec{E} de composants E_x, E_y, E_z

D'après ce qui précède, le nouvel ellipsoïde des indices s'écrit : [I.11]

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41}E_x yz + 2r_{41}E_y xz + 2r_{63}E_z xy = 1 \quad (\text{I.29})$$

Quand \vec{E} est parallèle à Oz, l'équation de l'ellipsoïde des indices se réduit à : [I.11]

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_z xy = 1 \quad (\text{I.30})$$

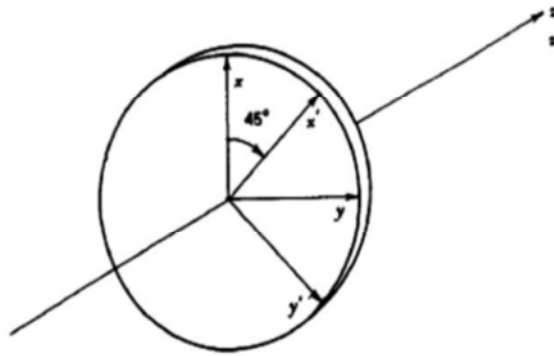


Figure I.10 : Rotation des axes d'ellipsoïde des indices [I.11].

Oz reste l'un des axes principaux de l'ellipsoïde des indices. La section par le plan ($z=0$) devient une ellipse dont les axes Ox' et Oy' sont à 45° (voir figure I.10) des axes cristallographiques Ox et Oy . En rapportant l'équation de l'ellipsoïde aux axes Ox', Oy' et Oz , nous obtenons les indices principaux n_x et n_y relatifs à Ox' et Oy' [I.11] :

$$\frac{1}{n_{x'}^2} + \frac{1}{n_0^2} + r_{63} E_z \quad (I.31)$$

$$\frac{1}{n_{y'}^2} + \frac{1}{n_0^2} + r_{63} E_z \quad (I.32)$$

Soit approximativement puisque $r_{63} E_z \ll n_0^{-2}$: [I.11]

$$\begin{aligned} n_{x'} &= n_0 - \Delta n \\ n_{y'} &= n_0 + \Delta n \end{aligned} \quad (I.33)$$

Avec :

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E_z \quad (I.34)$$

En pratique avec le champ \vec{E} parallèle à l'axe optique Oz, le cristal peut être utilisé suivant deux coupes.

- Configuration longitudinale pour laquelle le champ électrique est appliqué parallèlement à la direction de propagation du faisceau.
- Configuration transversale pour laquelle le champ est appliqué perpendiculairement à la direction de propagation [I.11].

VI.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 : [I.11].

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} E L = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} V \quad (I.35)$$

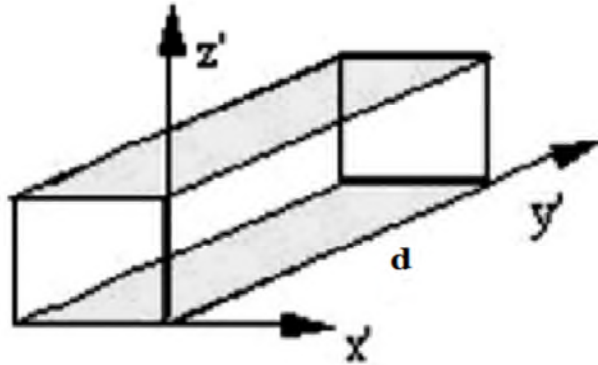


Figure I .11 : Effet pokels longitudinale. [I.9].

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 [I.11] :

$$T_T = I_0 \sin^2 \frac{\Delta}{2} = \sin^2 \frac{\pi V}{2 V_\pi} \quad (\text{I.36})$$

Nous notons V_π la tension qu'il faut appliquer au cristal pour obtenir une un déphasage égale à π [I.11].

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2n_0^3 r_{63}} \quad (\text{I.37})$$

VI .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 d qui sépare les électrodes (figure I.12). 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 des modulateurs commandés par faibles tensions [I.9].

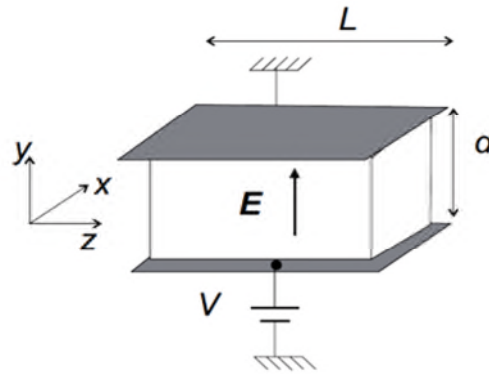


Figure I.12 : Effet pokels transversal [I.9].

Les électrodes sont déposées sur les faces orthogonales à z et le faisceau lumineux se propage selon y . La section d'ellipsoïde des indices par le plan d'onde s'écrit [I.9] :

$$\frac{x'^2}{n_x^2} + \frac{z'^2}{n_0^2} = 1 \quad (\text{I.38})$$

Avec [I.10] :

$$n_x \approx n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} \frac{V}{d} \quad (\text{I.39})$$

Le déphasage introduit par la propagation entre les composantes de l'onde portées par x et z , s'écrit [I.9] :

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} L [(n_0 - n_e) - \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} V \frac{L}{d}] \quad (\text{I.40})$$

Il apparaît une biréfringence naturelle et une biréfringence électrique. La biréfringence naturelle peut être compensée en choisissant une longueur L de cristal telle que $2\pi/\lambda (n_e - n_0)$. Soit un multiple de 2π entre polariseurs croisés, l'intensité transmise s'écrit alors [I.8] :

$$T_T = I_0 \sin^2 \frac{\pi V}{2 V_\pi} \quad (\text{I.41})$$

Où $V = V\pi d/L$

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 modulateur de phase ou $\pi/2$ 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 V qui induit un déphasage supplémentaire de π entre les deux ondes propres, π peut être considérablement plus faible en configuration transverse, que celle dans le cas longitudinal [I.9].

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_0^3 r_{63}} \frac{d}{L} = 2 \frac{d}{L} V_\pi \quad (\text{I.42})$$

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 [I.9].

VII. Modulation électro- optique

VII.1. Modulation de polarisation

Nous avons montré que l'application d'un champ électrique change l'ellipsoïde des indices de certains cristaux. On peut utiliser ces modifications pour manipuler l'état de polarisation des ondes qui s'y propagent. Reprenons par exemple le cas d'un cristal de K.D.P coupé perpendiculairement par l'axe oz et d'épaisseur d , auquel on applique un champ électrique \vec{E} , parallèle à z . Considérons la propagation d'une onde lumineuse: [I.15]

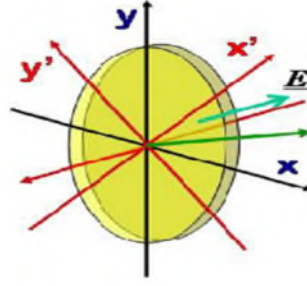


Figure I.13 : Cristal de KDP coupé perpendiculairement à la direction z du champ appliqué [I.15].

Plane de vecteur d'onde porté par z . Sa polarisation est représentée dans le repère (x', y') par le vecteur unitaire (vecteur de Jones). [I.15]

$$\hat{p}_i = \frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2}} \begin{Bmatrix} a \\ b \end{Bmatrix} \quad (\text{I.43})$$

Elle a pour amplitude : [I.15]

$$\vec{A}(z, t) = \vec{p}_i A_0 \exp i(\omega t - kz) \quad (\text{I.44})$$

et elle résulte de deux ondes polarisées selon les axes propres x' et y' .

- Ces ondes se propagent respectivement à travers des milieux d'indice $n_{x'}$ et $n_{y'}$ et d'épaisseur d .

L'amplitude émergente s'écrit alors dans le repère (x', y', z') comme suit : [I.15]

$$\vec{A}(z, t) = \frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2}} \exp i(\omega t - kz) \begin{Bmatrix} a \exp i \frac{2\pi n_{x'} d}{\lambda_0} \\ b \exp i \frac{2\pi n_{y'} d}{\lambda_0} \end{Bmatrix} \quad (\text{I.45})$$

$$\vec{A}(z, t) = \frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2}} \exp i(\omega t - kz) \exp i \frac{2\pi n_{x'} + n_{y'}}{2} d \begin{Bmatrix} a \exp i \varphi/2 \\ b \exp -i\varphi/2 \end{Bmatrix} \quad (\text{I.46})$$

Cette expression fait apparaître un terme de phase moyen : $\exp i \frac{\omega}{c} \frac{2\pi n_{x'} + n_{y'}}{2} d$

Lié à la traversée de la lame, et une modification du vecteur de Jones de l'onde : [I.15]

$$\vec{p}_i = \frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2}} \begin{Bmatrix} a \exp i \varphi/2 \\ b \exp -i\varphi/2 \end{Bmatrix} \quad (\text{I.47})$$

Avec :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_{z'} - n_{y'}) d = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0^3 r_{63} E \quad (\text{I.48})$$

On remarquera en particulier que φ ne dépend que du produit $(E \cdot d)$, c'est à dire de la tension V appliquée entre les deux faces z du cristal. La polarisation de l'onde émergente n'est donc fonction que de cette tension. Nous l'illustrons en fonction des valeurs de φ pour une onde incidente rectilignement polarisée selon oy , les polarisations incidentes et transmises s'écrivent alors [I.15]:

$$\vec{p}_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{Bmatrix} 1 \\ 1 \end{Bmatrix} \quad (\text{I.49})$$

et

$$\vec{p}_t = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{Bmatrix} \exp + i \varphi / 2 \\ \exp - i \varphi / 2 \end{Bmatrix} \quad (\text{I.50})$$

$$\text{Avec} \quad \varphi = \pi V / V_\pi \quad V_\pi = \frac{\lambda_0}{2n_0^3 r_{63}} \quad (\text{I.51})$$

Tension demi-onde

En particule, pour $V=0.5 V_\pi (\varphi = \pi/2)$ et $1.5 V_\pi (\varphi = 3\pi/2)$, les polarisations émergents sont circulaires de sens contraire.

Elles sont elliptiques pour les valeurs intermédiaires.

V_π , dite tension demi-onde est la tension nécessaire à une longueur d'onde donnée pour obtenir un déphasage de π entre les deux polarisations propres. Le cristal se comporte alors comme une lame demi-onde, éclairée de 45° par rapport à ses lignes neutres. La polarisation rectiligne incidente est transformée en une polarisation rectiligne orthogonale.

Pour le K.D.P à la longueur d'onde $\lambda_0=0.5\mu m$, on a $n_0 \approx 1.51$ et $r_{63} \approx 1.06 \cdot 10^{-11} mV^{-1}$ cette tension vaut donc : $V_\pi \approx 6.85 kV$ [I. 15].

VII.2. Modulation d'intensité

Cette modulation de la polarisation de l'onde émergente peut être transformée en une modulation d'amplitude en plaçant un analyseur en sortie du cristal, on projette cette vibration sur la direction de ce polariseur, on obtient ainsi une onde lumineuse de polarisation linéaire, mais d'amplitude fonction de la tension V [I.15].

Supposons que la direction privilégiée de cet analyseur soit selon l'axe ox , elle est définie, dans le repère $(0, y', z')$ par le vecteur unitaire [I.15].

$$\vec{a} = \frac{1}{\sqrt{2}} (1, -1) \quad (\text{I.52})$$

L'amplitude transmise par cet analyseur est proportionnelle.



$$\vec{p}_t \cdot \hat{a} = i \sin \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi} \quad (\text{I.53})$$

La phase de cette onde est indépendante de V.

Le schéma d'un modulateur électro-optique d'amplitude peut être comme suit :

$$T_{\text{transmis}} = I_{\text{incident}} \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi} \right) \quad (\text{I.54})$$

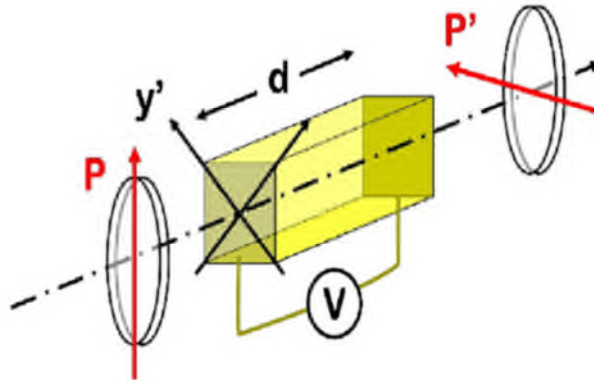


Figure I .14 : Schéma de principe d'un modulateur d'amplitude en configuration longitudinale [I.15].

La modulation d'intensité est une fonction non linéaire de la tension, sauf pour des tensions d'amplitude faible centrée autour de $\frac{1}{2}V_\pi$ [I. 15].

$$V = \frac{1}{2} V_\pi + \delta V \quad (\text{I.55})$$

$$I_{\text{transmit}} = I_{\text{incident}} \sin^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2} \frac{\delta V}{V_\pi} \right) \quad (\text{I.56})$$

$$\approx I_{\text{incident}} \left(\frac{1}{2} + \frac{\pi}{2} \frac{\delta V}{V_\pi} \right) \quad (\text{I.57})$$

L'inconvénient majeur de ce dispositif est la nécessité d'appliquer en continu une haute tension.

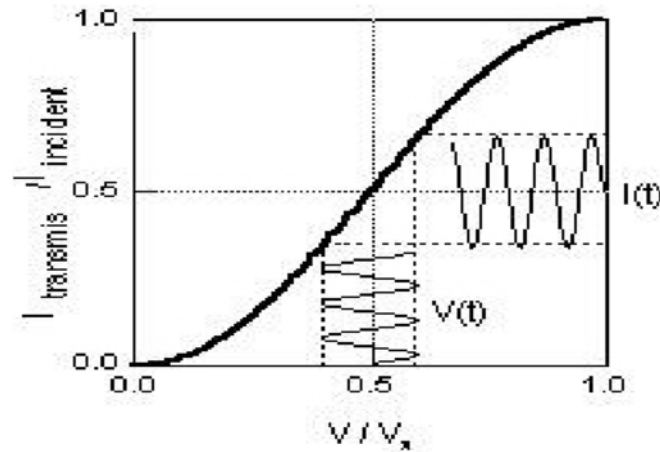


Figure I .15 : Fonction de transfert de modulation du modulateur d’amplitude dans la région de fonctionnement linéaire [I.15].

De 3.5 kV dans le cas du K.D.P. Une technique simple pour l’éviter, consiste à introduire, entre le polariseur et l’analyseur, une lame quart d’onde dont les lignes neutres sont parallèles. Celle du cristal Electro-optique. On obtient alors le schéma suivants l’axe rapide de la lame quart d’onde est parallèle celui du cristal, la transmission de l’ensemble s’écrit : [I.15]

$$I_{\text{transmit}} = I_{\text{incident}} \sin^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2} \frac{\delta V}{V_{\pi}}\right) = I_{\text{incident}} \left(\frac{1 + \sin \pi V / V_{\pi}}{2}\right) \quad (\text{I.57})$$

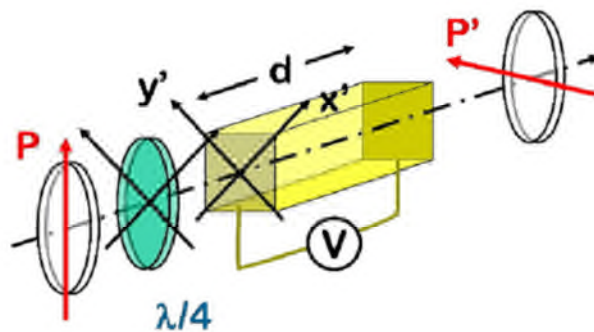


Figure 1.16 : Modulateur d’amplitude linéaire sans tension de bias [I.15].

I.VX. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les deux modes de modulation, modulation directe et modulation externe, en présentant l'avantage de la modulation externe en termes de bande passante et de « chirp ».

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 faite avec la symétrie thermodynamique et Nous avons parlé des coefficients électro-optiques avec les deux cellules Pockels longitudinal et transversale.

La modulation de la lumière assure la conversion des signaux électriques en signaux optique par variation de l'un des paramètres de la lumière tel que sa polarisation , son intensité, sa fréquence ou sa phase .

CHAPITRE II

I. Introduction

Les caractéristiques des modulateurs sont souvent imbriquées et parfois contradictoires : bande passante, pertes d'insertion, tension de commande, insensibilité à la polarisation, plage d'utilisation en longueur d'onde, coût de fabrication, stabilité des performances dans le temps, encombrement, stabilité du point de polarisation électrique en température, etc... Différents types de matériaux à effet électro-optique sont choisis en fonction de l'application visée.

Dans ce chapitre nous allons voir les différents matériaux électro-optiques qui sont utilisés pour la fabrication des modulateurs électro-optiques commercialisés, ainsi que leurs performances. On va finir par une conclusion extraite d'une comparaison entre les marques les plus reconnues sur le marché des modulateurs électro-optiques.

II. La bande passante du modulateur

La bande passante est également un élément important du modulateur. En particulier, c'est elle qui limite le débit dans les communications numériques. Elle définit une plage de fréquence utilisable pour un système optoélectronique. Elle est souvent donnée à - 3dB en électrique et à -6dB en électro-optique. La bande passante dépend du design et de la fabrication de l'électrode (largeur et longueur de l'électrode, gap entre électrodes, épaisseur de l'électrode). Ces paramètres sont choisis pour que l'indice effectif micro-onde soit identique à l'indice effectif du guide, c'est la condition de l'accord de phase. Il faut que l'onde optique voit un champ électrique constant le long de la propagation. Cette bande passante peut s'exprimer sous la forme suivante [II.1].

$$\Delta G(f) = \frac{2\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \Gamma \frac{V_0}{g} L_e^{\frac{\alpha L}{2}} \sqrt{\frac{\sinh(\frac{\alpha L}{2}) + \sin^2(\frac{\epsilon L}{2})}{(\frac{\alpha L}{2})^2 + (\frac{\epsilon L}{2})^2}} \quad (\text{II.1})$$

$$\alpha(f) = \alpha_0 \sqrt{f} \quad \text{et} \quad \epsilon = (n_\mu - n_0) \frac{2\pi f}{c}$$

Avec ΔG la bande passante en fonction de la fréquence f (en Hz). ξ est le terme d'accord de phase, n_μ l'indice effectif micro-onde, n_0 l'indice ordinaire, c (en m.s-1) la vitesse de la lumière dans le vide et α (en dB/cm/GHz^{1/2}) les pertes de propagation dans la ligne en fonction de la fréquence f [II.1].

III. Le point de fonctionnement

Le modulateur électro-optique permet de convertir un signal numérique ou analogique électrique en un signal optique. La transmission d'un tel signal se fait autour d'un point de fonctionnement situé sur la caractéristique I(V) du modulateur. Comme en électronique, il s'agit de moduler un signal électrique $V(t)$ autour d'une tension continue.

Cette tension continue est appelée V_{bias} et s'exprime en Volt. Elle permet d'ajuster le point de fonctionnement. Ce dernier est choisi en fonction des applications de modulation envisagées.

Le point de fonctionnement statique (au repos) du modulateur correspond à la zone de modulation lorsqu'il n'y a pas de tension V_{bias} appliquée. Dans certain cas, il peut être utile que le point de fonctionnement voulu correspond au point de fonctionnement statique du modulateur [II.2].

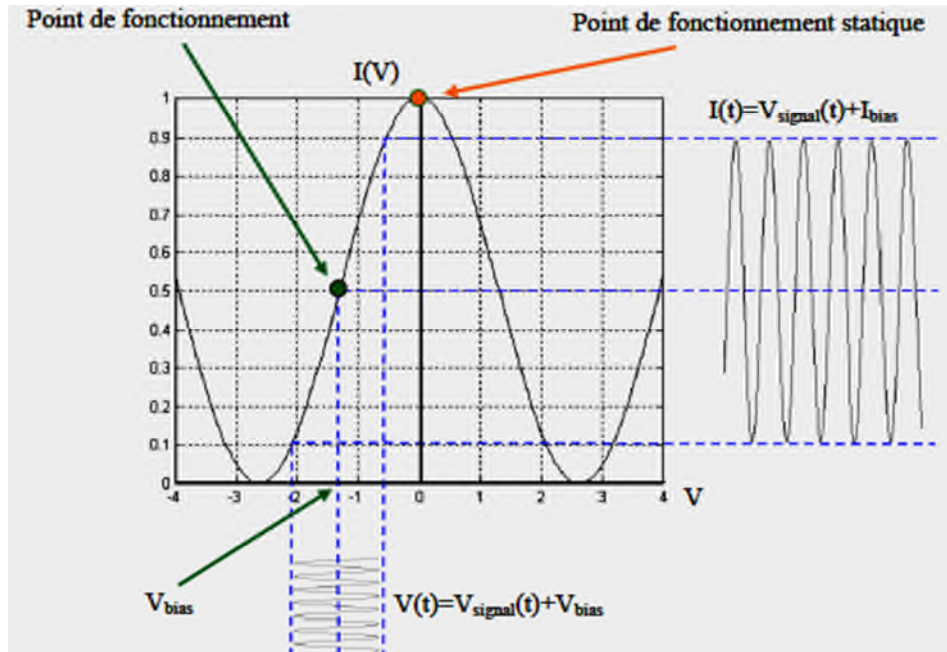


Figure II.1: Schéma de principe d'une modulation d'intensité autour d'un point de fonctionnement situé sur la fonction de transfert d'un modulateur d'intensité [II.2].

IV. État de l'art des modulateurs commercialisés

IV.1. Modulateurs à base de semi-conducteurs

Des modulateurs à semi-conducteurs GaAs à 40 Gb/s sont commercialisés et exploitables pour la transmission sur de longues distances malgré un coefficient électro-optique très faible ($\approx 1,4 \text{ pm/V}$) par rapport à ceux de Niobate de lithium, dont le coefficient le plus élevé est r_{33} qui est égal à $30,8 \text{ pm/V}$. Le fait qu'ils présentent un indice de réfraction élevé ($\approx 3,6$ à $1,3 \text{ }\mu\text{m}$ et à $1,55 \text{ }\mu\text{m}$) leur permet de compenser en partie cette faiblesse. En outre, le carré d'indice de réfraction est proche de la permittivité relative ($\epsilon_r \approx 12,9$), ce qui assure donc un excellent accord de vitesse de phase entre l'onde optique et électrique et permet par conséquent d'obtenir une bande passante optique très large [II.3].

Les premiers modulateurs semi-conducteurs ont été réalisés avec des lignes micro ruban afin d'obtenir un taux de recouvrement optimal entre les ondes optiques et électriques.

Cependant, les pertes de propagation hyperfréquences de ces modulateurs sont très élevées, ce qui fait que la bande passante ne dépassait pas 10 GHz [II.3].

Dans le but de minimiser les pertes de propagation hyperfréquences, des lignes hyperfréquences en technologie coplanaire ont été utilisées, ce qui a permis d'obtenir une bande passante de 20 GHz mais avec une tension de commande de plusieurs dizaines de volts.

Finalement avec une structure hybride (coplanaire micro ruban), les chercheurs ont obtenu une large bande passante de l'ordre de 40 GHz avec une tension de commande de l'ordre de 6 V [II.3].

Par ailleurs les modulateurs à semi-conducteurs souffrent des pertes d'insertion importantes (≈ 8 dB) et de leur dépendance en longueur d'onde. En effet les modulateurs à semi-conducteurs fonctionnent uniquement sur une seule bande optique (bande C [1535nm-1560nm] en général). Comparés aux modulateurs en LiNbO₃, ils sont plus compacts et leur point de polarisation électrique présente moins de dérive [II.3].

IV.2. Modulateurs à base de matériaux inorganiques LiNbO₃

Les modulateurs électro-optiques à base de LiNbO₃ destinés aux télécommunications optiques datent des années 90. Grâce au coefficient électro-optique élevé du niobate de lithium (30,8 pm/V), ils présentent une tension de commande de quelques volts. Leurs pertes d'insertion optique peuvent être réduites à 2 ou 3 dB par composant, grâce à la bonne transparence du matériau et grâce aussi à une taille de guide assez proche de celle d'une fibre monomode en silice. Par contre, la bande passante des modulateurs à base de LiNbO₃ est plafonnée à 40 GHz en raison de la différence des vitesses de phase entre ondes optique et électrique. En effet, la permittivité relative du LiNbO₃ est égale à 28 alors que l'indice optique est seulement de 2,2. De plus, les composants en niobate de lithium souffrent des problèmes d'encombrement. En effet, les longueurs d'interaction du modulateur pourront être comprises entre 1 et 5 cm. [II.4]

IV.3. Modulateurs à base de matériaux organiques Polymères

Pour franchir le plafond de bande passante de 40 GHz tout en maintenant la tension de commande à quelques volts, il faut trouver des matériaux avec un fort coefficient électro-optique, un indice de réfraction proche de la racine carrée de sa constante diélectrique effective et présentant de faibles pertes optiques et électriques. Grâce aux avancées de l'ingénierie chimique, des matériaux organiques polymères à effet électro-optique prometteurs ont vu le jour ; ces matériaux semblant pouvoir satisfaire le nombre des critères ci-dessus. En effet, à la différence des matériaux inorganiques et semi-conducteurs dont les propriétés physiques sont figées par leur structure cristalline, les polymères peuvent être constitués de chromophores dont les propriétés peuvent être façonnées et améliorées dans le sens souhaité [II.5].

Plusieurs équipes ont déjà démontré l'intérêt des polymères par rapport aux matériaux

inorganiques et semi-conducteurs. Ainsi des modulateurs de bande passante supérieure à 100 GHz ont été réalisés à base de polymères. L'intérêt des matériaux polymères a aussi été mis en évidence à travers la réalisation d'une grande diversité de composants Optoélectronique et opto-hyperfréquence actifs tels que des commutateurs, des filtres et des modulateurs électro-optiques. En plus d'une bande passante plus importante, un autre avantage des matériaux polymères réside dans la facilité de leur mise en œuvre et dans la possibilité d'intégration des circuits de commande, contrairement au niobate de lithium qui nécessite d'avoir recours aux techniques de report de puces et d'interconnexions difficiles à réaliser [II.5].

Cependant la réalisation et l'intégration des composants électro-optiques à base de polymères nécessitent la résolution d'un nombre important de problèmes en sciences des matériaux et en sciences de l'ingénieur. Le premier d'entre eux concerne la dégradation dans le temps de leurs propriétés. [II.5]

Une comparaison entre les propriétés optiques et électriques des trois familles de matériaux électro-optiques est présentée dans le tableau [II.1].

Propriété	LiNbO ₃	GaAs	Polymère
Indice optique (n)	2,2	3,4	1,5 - 1,7
Permittivité relative (ϵ_r)	28	12,9	2,5 – 4
Coefficient EO (pm/V)	30,8	1,4	> 100
Perte optique (dB/cm)	0,2	2	> 1
Bande passante Δf (GHz)	40	40	> 100
V_π (V)	5	6	< 1
$\tan\delta$	0,004	0,00025	0,08 – 0,0013
Fabrication	moyen	moyen	facile
Intégration	moyen	facile	facile
Coût	élevé	moyen	faible

Tableau II- 1 : Récapitulatif des caractéristiques des différents matériaux électro-optiques. Les propriétés optiques et électro-optiques sont données à la longueur d'onde $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ [II.6].

V. Les modulateurs électro-optiques commercialisés

Dans cette partie, nous allons étudier les performances des marques les plus connus sur le marché des modulateurs commercialisés.

V.1. Le modulateur électro-optique commercialisé THORLABS

L'espace des modulateurs électro-optiques d'amplitude et de phase en niobate de lithium de THORLABS combine la croissance des cristaux et les matériaux électro-optiques. Les standards THORLABS proposent des modulateurs à large bande qui sont alimentés en courant continu et dopés en niobate de lithium.

Ces modulateurs se composent d'un cristal électro-optique emballé dans un boîtier optimisé pour une performance maximale de RF, où le signal électrique à haute fréquence est relié directement au cristal via l'entrée RF **SMA**. Un pilote RF externe fournit la tension d'entraînement pour la modulation désirée, dans ce cas le cristal peut être modulé en courant continu à la fréquence limite du pilote RF externe [II.7].

V.1.1 Modulateur d'amplitude

Le modulateur d'amplitude est un modulateur à cellule de Pockels, ce modulateur est constitué de deux cristaux de niobate de lithium emballés dans un boîtier compact équipé d'un connecteur d'entrée RF comme le montre la figure [II.2].



Figure II.2 : Modulateur d'amplitude THORLABS [II.7].

L'application d'un champ électrique au cristal induit une modification des indices ordinaire n_o et extraordinaire n_e en donnant lieu à une biréfringence qui dépend du champ électrique, ce qui conduit à un changement d'état de polarisation du faisceau optique de polarisation.

Le cristal agit comme une lame d'onde variable linéairement, dépendant du champ électrique appliqué.

L'intensité du faisceau varie d'une façon sinusoïdale avec le changement linéaire de la tension appliquée. [II.7]

V.1.2 Spécifications du modulateur d'amplitude

Spécification	description
Cristal du modulateur	niobate de lithium(LiNbO3)
Plage de longueur d'onde	
C1	600-900nm
C2	900-1250nm
C3	1250-1650nm
C4	400-600nm
Ouverture utile	Ø2mm
Connecteur d'entrée	SMA Female
Densité optique maximale	2W/mm ² @ 532nm, 4W/mm ² @ 1064nm
Capacité	14 pf (typical)

Tableau II.2 : Spécifications du modulateur d'amplitude THORLABS. [II.7]

V.1.3 Modulateur de phase

Un modulateur de phase fournit un déphasage variable sur le faisceau d'entrée polarisé linéairement le long de la direction verticale qui est l'axe Z du cristal.

Une tension d'entrée RF est appliquée aux bornes des électrodes induisant un changement d'indice de réfraction, et provoque ainsi un décalage de phase au signal appliqué.

Le signal de commande peut être un courant continu, ou un signal RF variable dans le temps [II.7].

La figure II.3 représente un modulateur de phase commercialisé par THORLABS.



Figure II.3 : Modulateur de phase THORLABS [II.7].



V.1.4. Spécifications du modulateur de phase

Spécification	Description
Cristal du modulateur	niobate de lithium(LiNbO3)
Plage de longueur d'onde	
C1	600nm to 900nm
C2	900nm to 1250nm
C3	1250nm to 1650nm
C4	1250nm to 1650nm
Ouverture utile	Ø2mm
Connecteur d'entrée	SMA Female
Tension demi onde	240V @ 1064nm
Densité optique maximale	2W/mm2 @ 532nm, 4W/mm2 @ 1064nm
Capacité	14pF (typique)

Tableau II.3 : Spécifications du modulateur de phase THORLABS. [II.7]

V.2. Le modulateur électro-optique commercialisé FINISAR

Le modulateur électro-optique de FINISAR est constitué de l'arséniure de gallium GaAs .Ce modulateur est de polarisation entièrement intégrée multiplexée QPSK ou QAM où le débit de données est de 128 Gbits /s.

Le modulateur PCMO1332 de FINISAR offre des meilleures performances optimisées pour le marché des applications optiques [II.8].

La figure (II.4) représente ce modulateur commercialisé de FINISAR.



Figure II.4 : Modulateur de FINISAR PCMO1332 [II.8].

V.2.1 Les caractéristiques principales

- Conçu pour un fonctionnement jusqu'à 32Gbaud.
- Bande passante >25 GHz.
- Faible pertes d'insertion : <10 dB.
- Faible tension de commande.
- Dérives de polarisation extrêmement faibles.

V.2.2 Les applications

- Les polarisations : BPSK, QPSK et QAM.
- Les transpondeurs 100G-400G.
- DWDM.
- Les émetteurs 200G 16 QAM, et les 400G double canal.

V.2.3. Les conditions de fonctionnement

Paramètres	symbole	min	Type	Max	unité
Température	Tcase	-5		75	C°
Humidité relative	RH	5		85	%
Plage de longueur d'onde	λ	1520		1580	Nm
Tension de polarisation du substrat	Vsub		12		V
Control principal de Bias MZI	Vctrl1-4	-12		12	V
Control secondaire de Bias MZI	Vctrl5,6	-12		12	V

Tableau II.4 : Les conditions de fonctionnement [II.8].

V.2.4. Les caractéristiques optiques et électriques

Paramètres	symbole	condition	min	type	max	unité
Pertes d'insertion optique	IL	EOL, toutes les conditions d'exploitation			10	dB
Tension de commande demi onde RF	Vamp	à 32 Gbaud PRBS		3.0	3.5	V
Réponse électro-optique	E/O S21	3 dB point, 3rd ordre polynomial	25	27		GHZ
Pertes de retour électrique	S11	0.15 GHz - 20 GHz	10	12		dB
Taux d'extinction principale	ER	base fréquence	22	25		dB
Taux d'extinction secondaire	ER	base fréquence	22	25		dB

Tableau II.5 : Les caractéristiques optiques et électriques [II.8].

V.3. Le modulateur électro-optique JENOPTIK

Cette marque fournit au marché deux types de modulateurs électro-optiques.

V.3. 1. Modulateur d'amplitude

Ce type de modulateurs commercialisés par JENOPTIK est constitué de MGO (oxyde de magnésium) ou de LiNbO_3 . C'est un modulateur compact couplé en fibre qui fournit une réponse très rapide avec une modulation d'amplitude en fréquence très élevée dans la gamme des GHz.

En utilisant la polarisation des fibres monomodes, ce modulateur permet de coupler la lumière dans le visible et dans la plage spectrale infrarouge.

Le modulateur d'amplitude JENOPTIK peut être configuré avec des systèmes ou des connecteurs de différents types de fibres où chaque modulateur est équipé d'une unité de contrôle et une unité de commande [II.9].

La figure II.5 représente le modulateur JENOPTIK



Figure II.5 : Modulateur d'amplitude commercialisé par JENOPTIK [II.9].

V.3.2 Les caractéristiques techniques

type	AM 532	AM 635	AM 830	AM 1064	AM 1550
Longueur d'onde	532 nm	635 nm	830 nm	1064 nm	1550 nm
Largeur de la bande spectrale	10 GHZ	20 GHZ	40GHZ	60 GHZ	60GHZ
Pertes d'insertion	7 dB	7 dB	6 dB	5 dB	5 dB
extinction	200 : 1	500 : 1	800 : 1	1000 : 1	1000 : 1
Temps de montée optique min	1 ns	200 ps	200 ps	200 ps	200 ps
Connexion optique d'entrée <ul style="list-style-type: none"> • Standard • Connecteur en fibre Connexion optique de sortie <ul style="list-style-type: none"> • Standard • Optionel • Connecteur en fibre 	Maintien de polarisation pour les fibres monomodes avec /fc/pc/fc/apc Maintien de polarisation pour les fibres monomodes les fibres monomodes avec /fc/pc/fc/apc				
Tension demi onde	2 V	3 V	3 V	3 V	5 V
Puissance optique d'entrée max	10 mW	30 mW	50 mW	300 mW	300 mW

Tableau II.6 : Les caractéristiques techniques du modulateur d'amplitude [II.9].

V.3. 3. Modulateur de phase

Ce type de modulateur de phase fourni une phase accordable en retard sans pièce mécanique mobile. Son principe de base est l'utilisation de la biréfringence électriquement contrôlée sur une couche de cristaux liquides.

Sous une tension appliquée, la modulation peut être réalisée en créant un déphasage entre le rayon lumineux ordinaire et le rayon extraordinaire, où la différence de phase dépend des propriétés optiques des cristaux, de la direction de polarisation et de la tension appliquée [II.9]. La figure II.6 représente le modulateur de phase JENOPTIK.



Figure II.6 : Modulateur de phase commercialisée par JENOPTIK [II.9].

V.3.4 Les caractéristiques techniques

type	PM 532	PM 635	PM 830	PM 1064	PM 1550
Longueur d'onde	532 nm	635 nm	830 nm	1064 nm	1550 nm
Largeur de la bande spectrale	15 GHz	20 GHz	40 GHz	60 GHz	60GHz
Pertes d'insertion	7 dB	6 dB	5 dB	4 dB	3 dB
Temps de montée optique min	1 ns	200 ps	200 ps	200 ps	200 ps
Connexion optique d'entrée <ul style="list-style-type: none"> • Standard • Connecteur en fibre 	Maintien de polarisation pour fibres monomodes Fibre nue, fc/pc				
Connexion optique de sortie <ul style="list-style-type: none"> • Standard • Optionel • Connecteur en fibre 	Maintien de polarisation pour fibres monomodes Fibre monomode ou multi mode Fibre nue, fc/pc				
Tension demi onde	4 V	6 V	6 V	6 V	10 V
Puissance optique d'entrée max	10 mW	30 mW	50 mW	300 mW	300 mW

Tableau II.7 : Les caractéristiques techniques du modulateur de phase [II.9].

V.4. Le modulateur électro-optique MEADOWLARK

Les modulateurs d'amplitude et de phase de MEADOWLARK sont des modulateurs spatiales de la lumière, ces dispositifs modulent la lumière selon un pixel spatial. Ce type de modulateurs a un rôle d'expansion dans plusieurs domaines où le contrôle optique de la lumière est pixel par pixel, c'est l'essentiel pour une performance optimale du système [II.10].

Les SLM (modulateurs spatiales de la lumière) sont généralement utilisés pour commander la lumière incidente en amplitude, en phase ou la combinaison (amplitude-phase) [II.10].

MEADOWLARK fabrique et vend des modulateurs SLM 1×12.288 qui sont constitués par des cristaux liquides en silicium (LCoS) pour divers applications [II.10].

La figure II.7 représente le modulateur MEADOWLARK.



Figure II.7 : Modulateur de phase commercialisée par MEADOWLARK [II.10].

V.4.1. Les applications

- L'orientation des faisceaux.
- L'optique diffractive.
- Mise en forme d'impulsions ultra rapides.
- Réseaux de phases programmables.
- Réseaux d'amplitudes programmables.

V.4.2. Les caractéristiques techniques

Les caractéristiques techniques des SLM 1×12.288 sont résumées dans le tableau suivant :

Conception d'onde nominale	532—1550 nm
Efficacité de diffraction (ordre de zéro)	80-95% (maximum)
Durée de vie	Plus que 100%
Fenêtre externe	Antireflet à large bande revêtue pour $< 1\%$ (450 à 865 nm, de 600 à 1300 nm ou 850-1650 nm).
Facteur de remplissage	100%
format	$1 \times 12,288$
mode	(12,288 pixels actives)
Angle de direction	Réflexive
modulation	$\pm 4-7^\circ$
Niveau de phase	Indice de réfraction contrôlable
Coup de phase	50-100 niveaux linéaires (minimale) pour la course de phase 2π
pixel	2π généralement à la ligne laser spécifié par l'utilisateur (disponibles jusqu'à 6π)
Distorsion du front d'onde réfléchi	$1.6 \mu\text{m}$
Temps de réponse	5-30 ms
Fréquence de switching	30-200 Hz

Tableau II.8 : Les caractéristiques techniques du modulateur 1×12.288 de MEADOWLARK [II.10].

V.5. Le modulateur électro-optique commercialisé CONOPTICS

CONOPTICS offre des modulateurs construits avec trois espèces cristallines différentes : dihydrogénophosphate d'ammonium (ADP), potassium didenterium phosphate (KDP) et le tantalate de lithium (LTA) comme le résume le tableau suivant :

Le cristal ADP dont la limite de longueur d'onde (240-800 nm) :

Model	Tension demi onde à 500 nm	Tension demi onde à 830 nm	Diamètre	Résonance	Contraste	Longueur W polarisante
M370	184	306	2.5 mm	non	500:1	158mm
M370 LA	263	437	3.5 mm	non	500:1	158mm
M380	92	153	2.5 mm	non	500:1	253mm
M390	115	190	3.5 mm	non	500:1	272mm

Le cristal KDP dont la limite de longueur d'onde (240-1100 nm) :

Model	Tension demi onde à 500 nm	Tension demi onde à 830 nm	Tension demi onde à 1064 nm	diamètre	résonance	contraste	Longueur W polarisante
M350-50	455	757	970	3.1mm	oui	500:1,700:1	106mm
M350-80	261	433	522	2.7mm	oui	500:1,700:1	137mm
M350-80LA	360	600	720	3.5mm	oui	500:1,700:1	137mm
M350-105	226	376	472	3.1mm	oui	500:1,700:1	162mm

Le cristal LTA dont la limite de longueur d'onde (700-2000 nm) :

Model	Tension demi onde à 830 nm	Tension demi onde à 1064 nm	Tension demi onde à 2500 nm	Diamètre	résonance	contraste	Longueur W polarisante
M360-40	312	107	107	2.7mm	oui	200:1	95mm
M360-80	143	183	430	2.7mm	oui	100:1	137mm
M360-120	107	138	323	2.7mm	oui	100:1	174mm
M360-160	71	92	215	2.7mm	oui	100:1	215mm

Tableau II.9 : Les caractéristiques du ADP , KDP et LTA [II.11]

V.5.1. Modulateur de phase

CONOPTICS offre des modulateurs de phase de haute qualité, les modulateurs classiques 350-360-370-380 et 390 peuvent être construits avec les trois cristaux dont

nous avons déjà mentionnés [II.11]. La figure II.8 représente un type de modulateurs commercialisés par CONOPTICS.



Figure II.8 : Modulateur de phase commercialisé par CONOPTICS [II.11].

V.5.2. Caractéristiques

Les caractéristiques techniques de ces modulateurs sont résumées dans les tableaux suivants :

KDP

	Sensibilité de phase à 500nm	Tension demi onde
350-50-LA	3.85	815
350-50	7	450
350-80	12	261
350-105	14.7	225
350-160	24	130
350-210	29	113

ADP

	Sensibilité de phase à 500nm	Tension demi onde
370-LA	12	262
370	17	184
380	34	90
390	27	115

LTA

	Sensibilité de phase à 500nm	Tension demi onde
360-40-LA	13	242
360-80	26	120
360-120	39	80
360-160	52	60

Tableau II.10 : Les caractéristiques techniques des modulateurs de phase commercialisés par CONOPTICS [II.11].

VI. Conclusion

Les modulateurs électro-optiques commercialisés se diffèrent principalement selon leurs matériaux de fabrication, des matériaux inorganiques comme le niobate de lithium LiNbO_3 sont utilisés par THORLABS sur une plage de longueurs d'ondes qui varie de 600 jusqu'à 1650 nm, avec une bande passante de 40 GHz et une tension de commande de 5 volts. JENOPTIK a aussi utilisé ce matériau à des longueurs d'ondes allant de 532 jusqu'à 1550 nm pour atteindre une bande passante de 10 à 60 GHz avec des tensions de commande de 2 à 5 volts pour les modulateurs d'amplitude et de 4 à 10 volts pour les modulateurs de phase. Ces modulateurs ont un coût très élevé, vu la nature du matériau utilisé à la fabrication.

FINISAR a aussi conçu son modulateur électro-optique par le GaAs qui est un matériau semi-conducteur pour avoir une bande passante supérieure à 25 GHz, à des longueurs d'ondes qui varient de 1520 à 1580 nm avec une tension de commande de 3.5 volts. Ces modulateurs présentent un coût moyen, puisqu'ils sont fabriqués avec le GaAs.

Si on prend en considération d'autres marques comme MEADOWLARK qui fabrique des modulateurs en utilisant le LCoS à des longueurs d'ondes de 532 jusqu'à 1550 nm ou CONOPTIC qui fabrique des modulateurs par plusieurs matériaux comme le dihydrogénophosphate d'ammonium ADP à des longueurs d'onde variant entre 240 à et 800 nm, le potassium didenterium phosphate KDP à des longueurs d'ondes variant entre 240 jusqu'à 1100 nm et le tantalate de lithium LTA à des longueurs d'ondes variant de 700 jusqu'à 2000 nm.

Nous avons constaté que les différents modulateurs présentés dans ce chapitre ont le même principe de base de fonctionnement, en l'occurrence la modulation optique. La différence entre eux réside dans la nature du matériau utilisé lors de la fabrication, la bande passante (débit), la tension de commande, la configuration du dispositif et le coût sur le marché.

CHAPITRE III

I. Introduction

De nombreux systèmes optiques requièrent la possibilité de modifier ou de moduler temporellement l'amplitude, la phase, la direction ou la fréquence d'une onde lumineuse .Celle-ci peut par exemple être modulée en modifiant les propriétés optiques du milieu dans lequel elle se propage (modulation externe). Notre étude va aborder le cas particulier où le milieu est modifié par un champ électrique via l'effet électro-optique (EO), dont l'importance est reliée aux coefficients EO entrant en jeu.

On peut alors moduler l'amplitude de l'intensité lumineuse I en mettant en jeu des phénomènes polari -métriques.

En effet, l'effet électro-optique va permettre de faire tourner la polarisation d'une onde lumineuse (initialement polarisée rectilignement), et ainsi de moduler l'intensité lumineuse I transmise par un polariseur. Cette modulation est proportionnelle à l'amplitude du champ électrique appliqué au milieu électro-optique. On peut ainsi transformer une modulation électrique en une modulation optique et transmettre optiquement de l'information électrique [III.1].

II. Modulateur électro-optique

Un cristal isotrope est un matériau dont l'indice de réfraction est le même dans toutes les directions de l'espace.

En général, les cristaux sont anisotropes car les forces de liaisons atomiques sur les nuages électroniques sont différentes selon les directions de l'espace et il en résulte que les indices de réfraction varient également.

La biréfringence naturelle est la différence d'indice de réfraction elle s'écrit :

$$\Delta n_{ik}=n_k-n_i \quad (III.1)$$

Avec n_k et n_i les indices de réfraction dans les directions k et i respectivement. C'est le cas d'un cristal de KDP, qui est un cristal anisotrope uniaxiale. Son indice de réfraction est alors décrit dans le repère optique du cristal par le tenseur suivant :

$$n^2 = \begin{bmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{bmatrix}$$

$n_x = n_y = n_o = 1.51$ et $n_z = n_e = 1.47$, ces indices sont appelés indices de réfraction principaux. [III.2]

L'application d'un champ électrique au cristal de KDP entraîne la réorientation des électrons, des molécules, ou des ions par modification de la polarisation électrique du milieu. Ce réarrangement macroscopique provoque la modification des indices de réfraction principaux du milieu.

Ce phénomène est appelé **effet électro-optique** et la biréfringence induite est donnée par :

$$N = n_e - n_o \quad (III.2)$$

Dans notre cas, **la propagation de la lumière se fait suivant l'axe Z et le champ électrique appliqué au cristal suivant l'axe Y.**

En pratique, avec le champ E parallèle à l'axe optique Oz, le cristal peut être utilisé suivant deux coupes: [III.3]

- **en configuration longitudinale** : pour laquelle le champ électrique est appliqué perpendiculairement à la direction de propagation du faisceau.

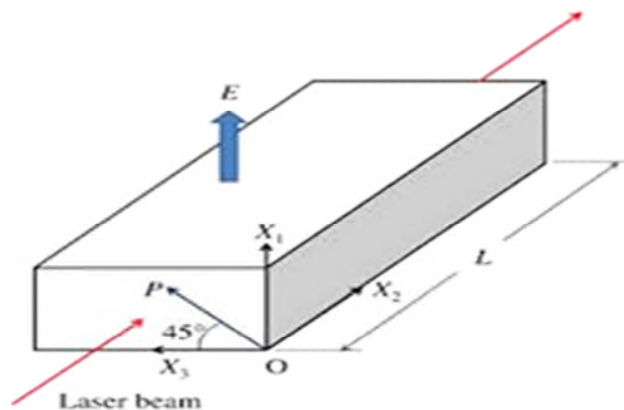


Figure III.1 : Cellule pockels en configuration longitudinale [III.4].

- **en configuration transversale** : le champ électrique est appliqué parallèlement à la direction de propagation du faisceau.

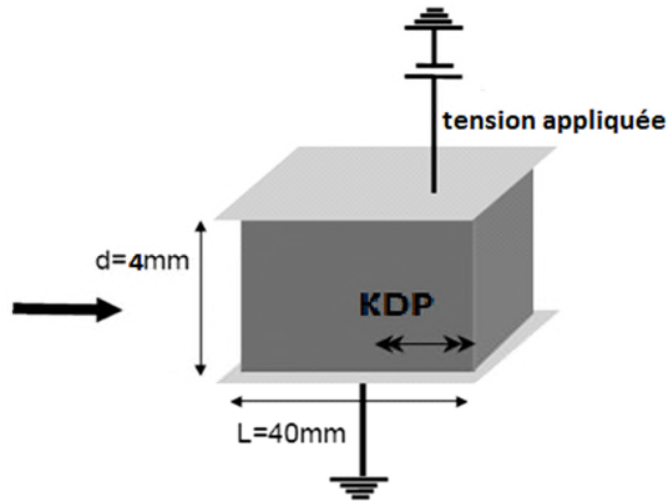


Figure III.2 : Cellule pockels en configuration transversale. [III.5]

III. Procédures de travail

Ce chapitre présente le corps de notre travail pratique qui a pour but d'étudier les modulateurs de polarisation et d'intensité à base de cellules pockels et de polariseurs.

Dans un premier temps, nous allons présenter les résultats de simulation d'un modulateur de polarisation, qui sont illustrés par le graphe de déphasage en fonction de la tension électrique appliquée, et le graphe de déphasage en fonction du temps.

Ce travail a pour but de présenter l'état de polarisation pour chaque déphasage des ondes lumineuses en appliquant des différentes tensions électriques.

Dans un second temps, nous allons présenter les résultats de simulation d'un modulateur d'intensité.

Ce travail va être réalisé en deux parties qui vont être présentées en deux cas :

Au 1^{er} cas, nous allons utiliser deux polariseurs croisés et une cellule pockels transversale. Et au 2^{eme} cas, nous allons utiliser deux polariseurs parallèles et une cellule pockels transversale.

Chapitre III : simulation des modulateurs électro- optiques

Pour ces deux cas, notre travail est similaire dont on va illustrer nos résultats par les graphes d'intensité en fonction de la tension électrique appliquée, et les graphes d'intensité en fonction du temps.

Finalement, nous allons résumer le fruit de notre travail pratique dans une conclusion qui regroupe tous les détails pratiques des modulateurs optiques utilisés en télécommunications.

IV. Simulation

Dans le cadre de notre mémoire, nous allons étudier deux modulateurs électro optiques, un modulateur de polarisation et un modulateur d'intensité.

IV.1.Simulation d'un modulateur de polarisation

Ce type de modulateurs est constitué d'un seul polariseur et une cellule pockels. Nous avons considéré la cellule pockels est de configuration transversale, et le matériau utilisé est le KH_2PO_4 d'où l'appellation KDP, comme le montre la figure (III.3)

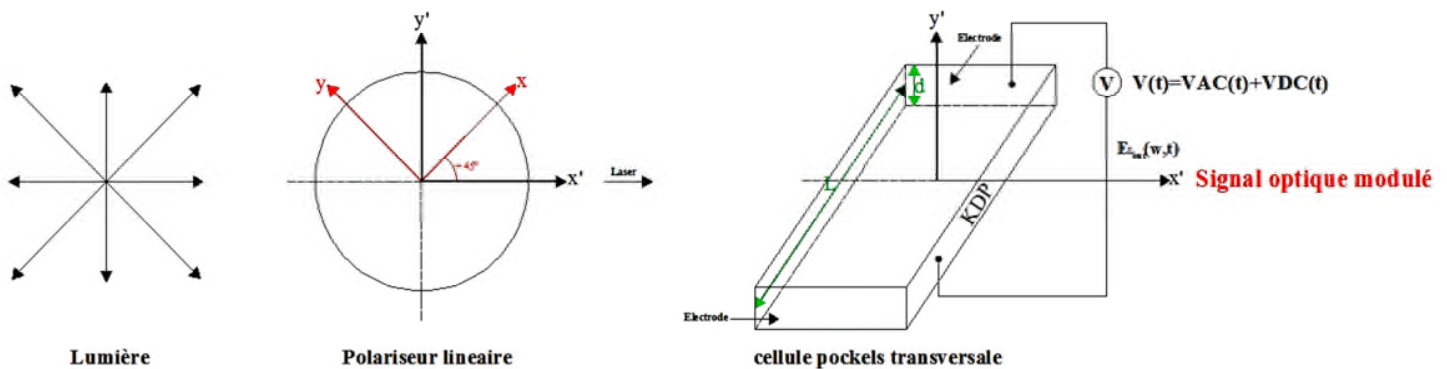


Figure III.3 : Schéma d'un modulateur de polarisation.

La figure (III.3) représente un modulateur de polarisation où la lumière utilisée est totalement polarisée.

Nous avons considéré que l'état initial de polarisation rectiligne à $+45^\circ$ comme le montre la figure (III.4) :

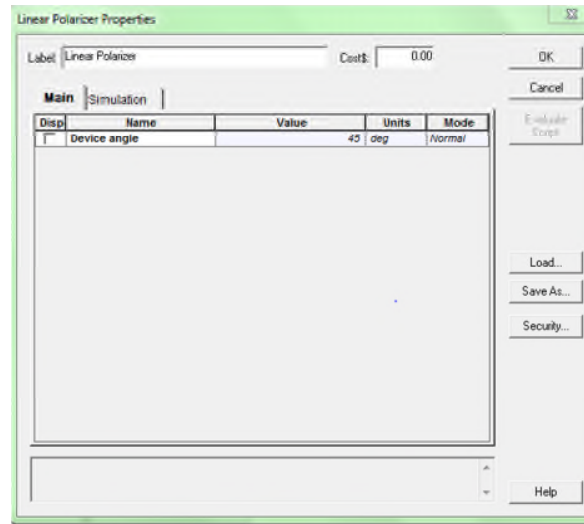


Figure III.4 : Etat initial de polarisation (par optisystème).

Le polariseur permet de changer l'état de polarisation de la lumière rectiligne, alors que la cellule pockels permet de produire le nouvel état de polarisation, en considérant la matrice de Jones globale qu'elle est sous la forme suivante :

$$J_G = R(-\theta)J_P R(+\theta)J_{cellule} \quad (\text{III.3})$$

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

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

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

$$J_{cellule} = \begin{bmatrix} e^{\Delta\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{-\Delta\phi/2} \end{bmatrix}$$

Grâce à la nature biréfringente du matériau KDP, il existe deux indices de réfraction ont l'occurrence l'indice ordinaire n_o et l'indice extraordinaire n_e .

Considérons le mode TE : H_{LZ} où $E_{LZ}=0$, et le champ électrique où la tension électrique est appliquée suivant l'axe : OZ.

Pour H_{LZ} nous avons $E_{LZ}=0$, et ça implique que $n_z=n_e=0$ c'est à dire que l'indice de réfraction suivant Z est l'indice extraordinaire qui est nul.

Et puisque la cellule du KDP est uniaxiale, donc : $n_x = n_y = n_o$.

Pour pouvoir calculer le déphasage d'une onde lumineuse, nous avons besoin de spécifier plusieurs paramètres telle que : la longueur de la cellule $L=40$ mm, la hauteur de la cellule $d=4$ mm, la longueur d'onde $\lambda=1550$ nm, $V_{dc}=V\pi=685$ volts , l'indice ordinaire $n_o=2,2$, l'indice extraordinaire $n_e=1,47$ et le coefficient électro-optique $r_{63}=30,8.10^{-6}$ (m/v) ,où le déphasage est déterminé par la formule suivante :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_o^3 \cdot r_{63} \cdot \frac{V_{DC}}{d} \cdot l \quad (III.4)$$

IV.1.1. Le déphasage en fonction de la tension électrique

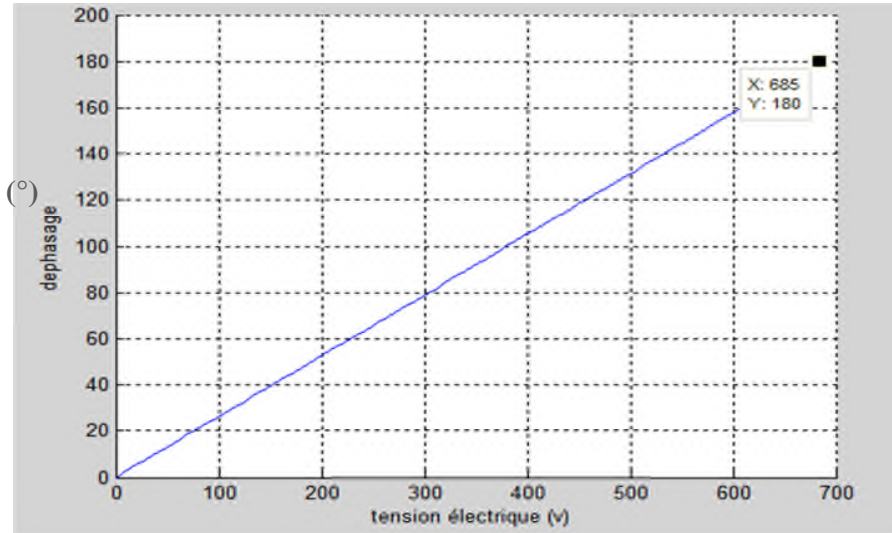


Figure III.5 : Représentation du déphasage en fonction de la tension appliquée.

Chapitre III : simulation des modulateurs électro- optiques

La figure (III.5) représente le déphasage de l'onde polarisée en fonction de la tension électrique appliquée sur le matériau constituant la cellule pockels.

Nous remarquons que le déphasage est proportionnel à la tension électrique appliquée, ce qui nous a emmené à obtenir des différents états de polarisation qu'on peut justifier comme suit:

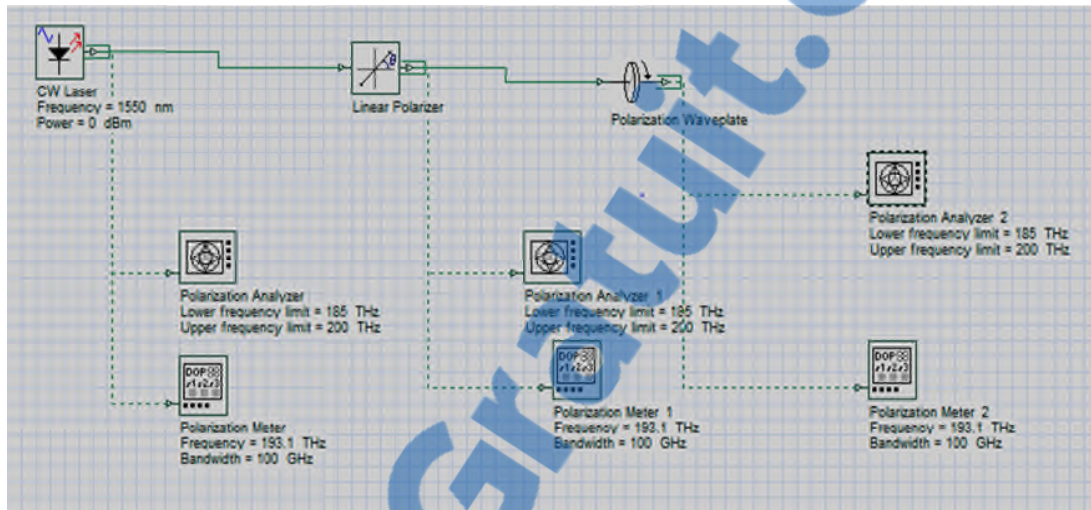


Figure III.6 : Circuit d'un modulateur de polarisation.

La figure (III.6) représente le circuit d'un modulateur électro-optique de polarisation conçu avec optisystèm.

Nous avons obtenu les états de polarisation en utilisant la formule suivante :

$$\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0 \quad (III.5)$$

Pour une tension nulle $V_{dc}=0$ volts, en a eu un déphasage nul, d'où l'état de polarisation rectiligne à $+45^\circ$. Ce résultat est illustré par la figure (III.7).

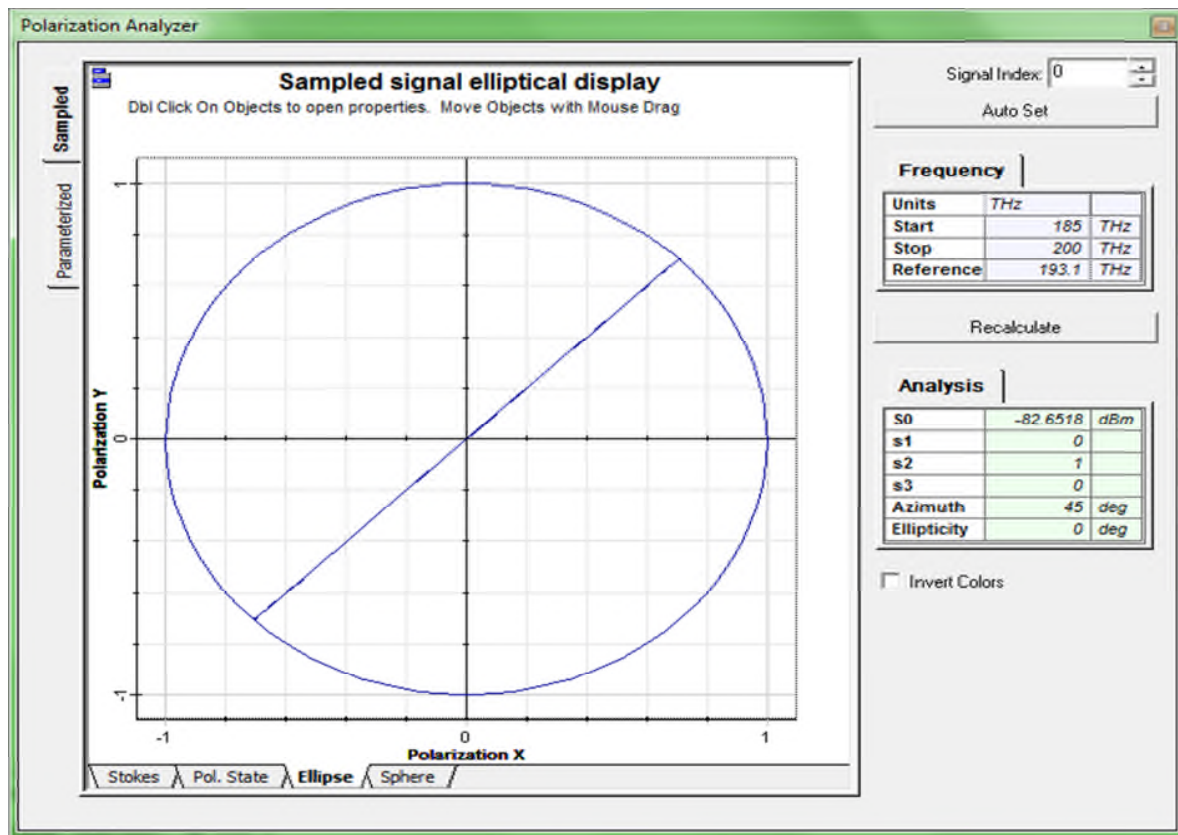


Figure III.7 : Etat de polarisation rectiligne à $+45^\circ$.

Un déphasage de $\pi/4$ rad (45°) est atteint lorsqu'on a appliqué une tension $V_{dc}=171.25$ volts. Dans ce cas nous avons obtenu un état de polarisation elliptique qu'on peut illustrer par la figure (III.8).

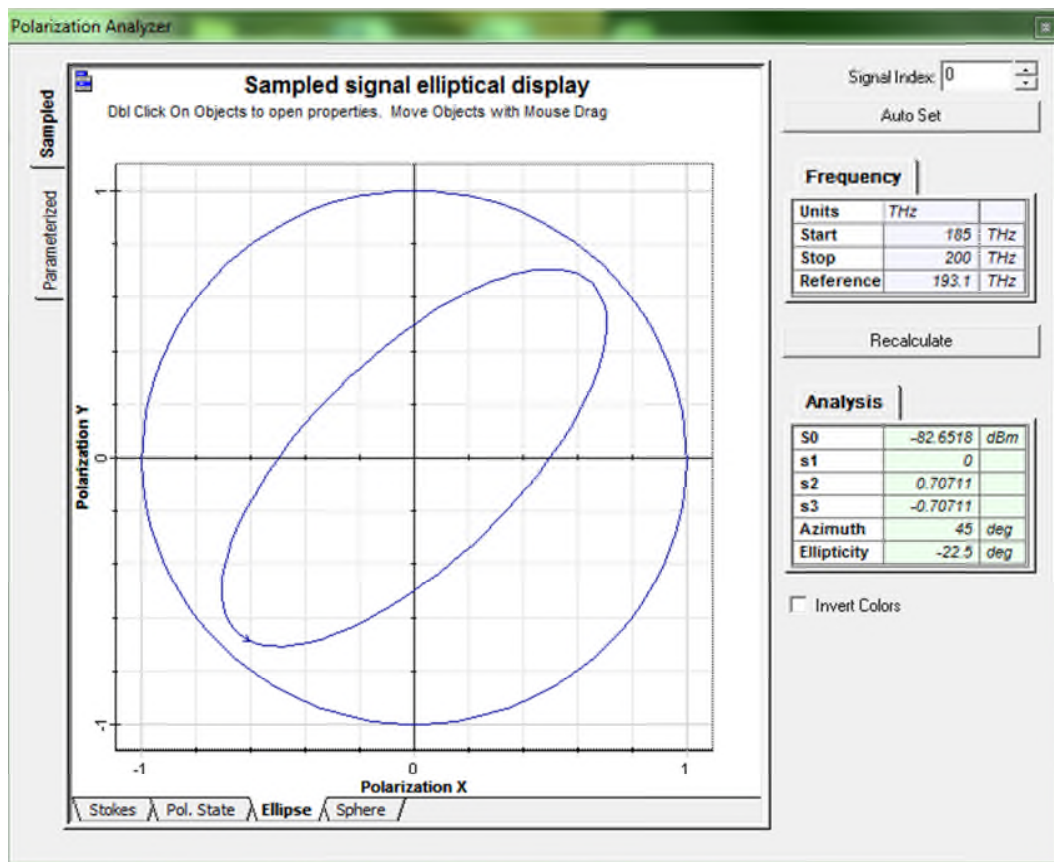


Figure III.8 : Etat de polarisation elliptique pour $\Delta\phi=\pi/4$ rad.

Par l'application d'une tension $V_{dc}=342,5$ volts , nous avons obtenu un déphasage de $\pi/2$ rad, où on a eu un état de polarisation circulaire droite , ce résultat est illustré par la figure III.9.



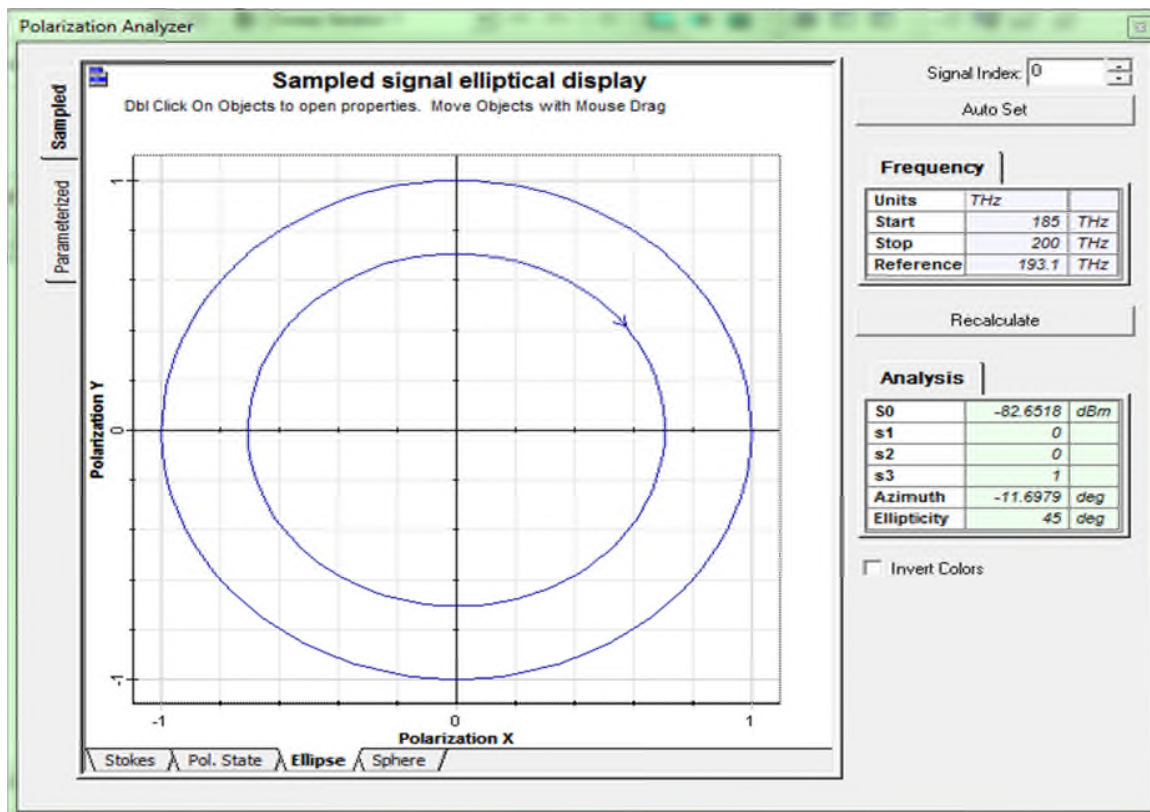


Figure III.9 : Etat de polarisation circulaire droite pour $\Delta\phi=\pi/2$ rad.

La cellule pockels produit un déphasage de $3\pi/4$ rad (135°) par l'application d'une tension $V_{dc}=513.75$ volts, ce qui va créer un état de polarisation elliptique , ce dernier est illustré par la figure(III.10) .

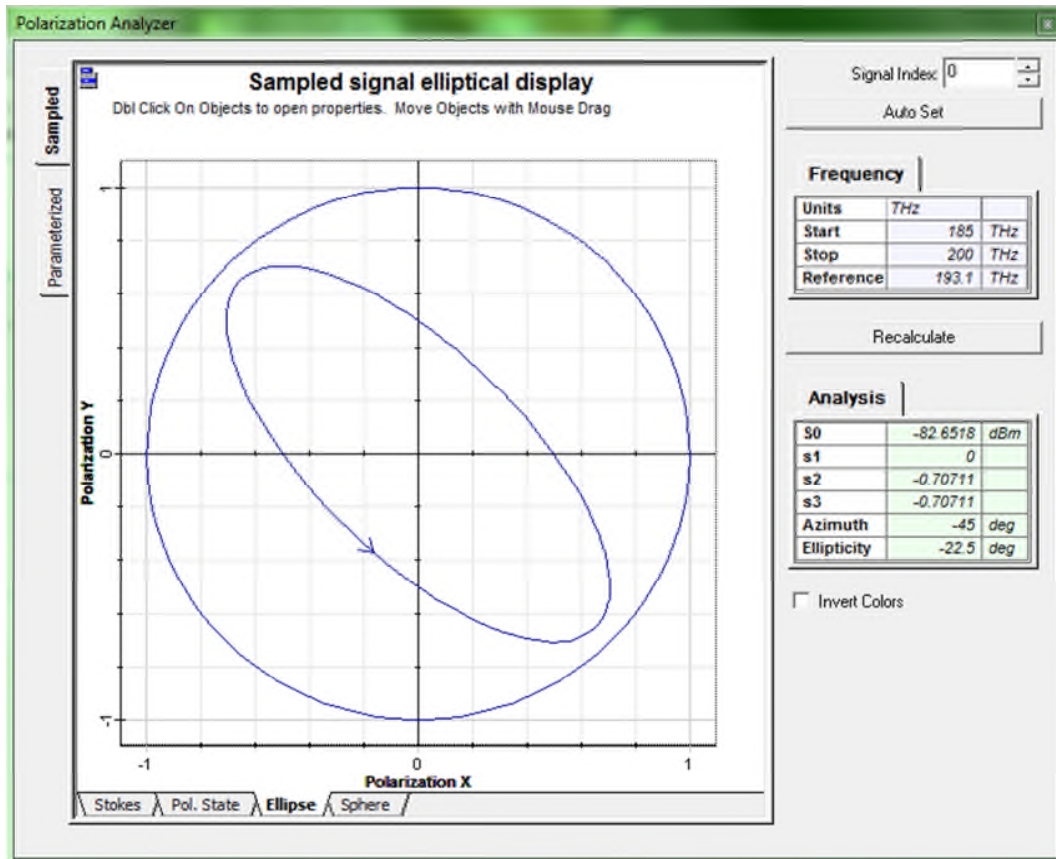


Figure III.10 : Etat de polarisation elliptique pour $\Delta\varphi = 3\pi/4$ rad.

En appliquant la tension demi onde $V_{dc} = V\pi = 685$ volts ,nous avons obtenu un déphasage $\Delta\varphi = \pi$ rad, ce qui nous a donné un état de polarisation rectiligne à -45° .Le résultat est illustré par la figure (III.11).

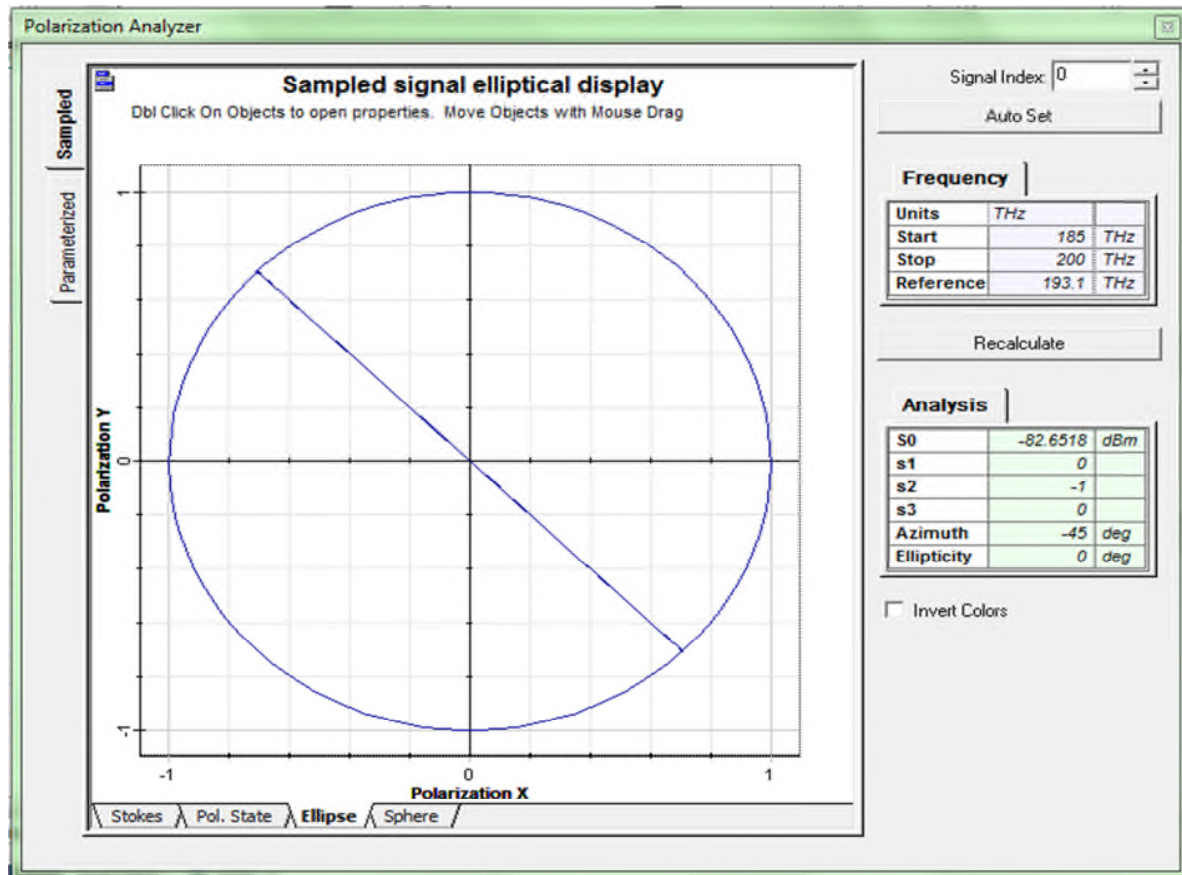


Figure III.11 : Etat de polarisation rectiligne à -45° pour $\Delta\varphi = \pi$ rad.

IV.1.2. Le déphasage en fonction de temps

Nous allons représenter le déphasage de l'onde lumineuse en fonction du temps. Pour cela, nous avons choisi un débit de transmission : $D = 0.5 \text{ Gbit/s}$ d'où le temps de bit $t = 2 \text{ ns}$ d'après la formule : $D = \frac{1}{t}$

Nous avons choisi la séquence binaire suivante : 10101010, et la durée totale de la transmission de tous les bits est égale à $T_{\text{totale}} = 2 \times 8 = 16 \text{ ns}$. Les résultats sont illustrés par la figure (III.12).

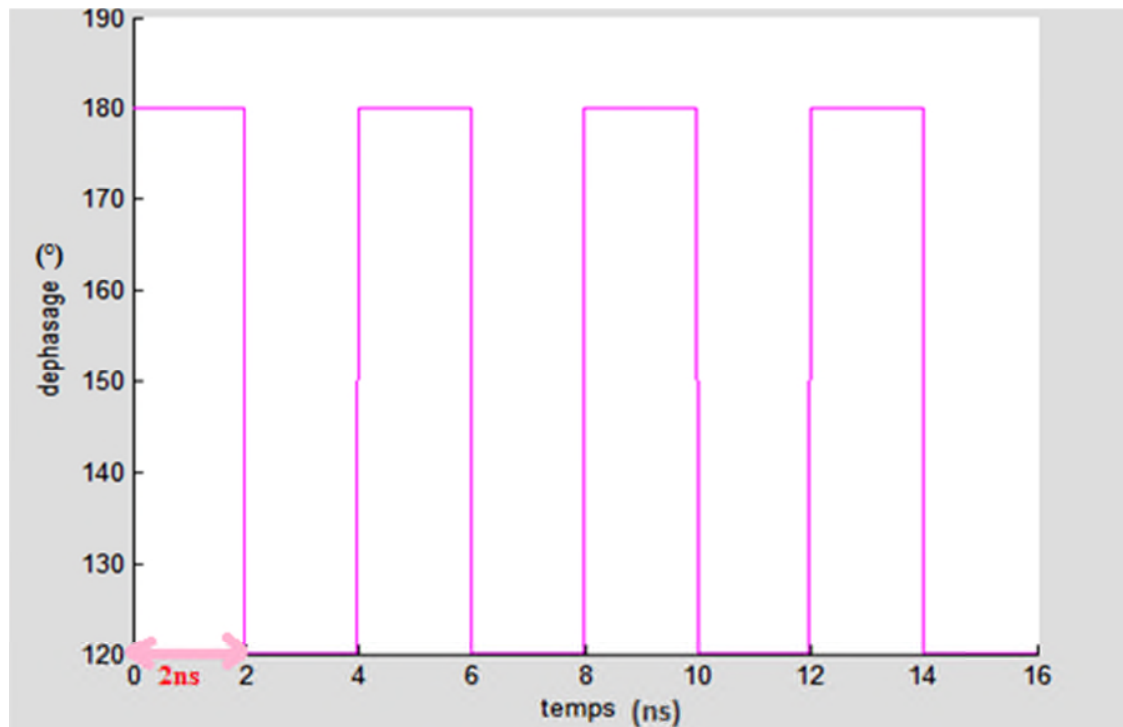


Figure III.12 : Représentation du déphasage en fonction de temps.

D'après la figure (III.12) nous remarquons une variation du déphasage entre un maximum pour le bit 1 où la tension appliquée est égale à $V_{\pi}=685$ volts= V_{max} , et un minimum pour le bit 0 où la tension appliquée est nulle $V_{dc}=0$ volts= V_{min} .

Ce comportement va se répéter durant la séquence binaire jusqu'à l'écoulement du temps.

Finalement on peut conclure que pour chaque temps de bit correspond un déphasage prédéfini produit par la tension électrique appliquée.

Ces résultats confirment qu'un modulateur de polarisation permet le changement d'état de polarisation d'une onde lumineuse par l'application d'une tension électrique.

IV.2. Simulation d'un modulateur d'intensité

Pour un modulateur d'intensité, on insère soit une cellule transversale ou longitudinale entre deux polariseurs croisés, comme on peut insérer la même cellule entre deux polariseurs parallèles.

Le rôle de ce type de modulateurs est d'avoir une intensité de sortie I_s modulée, en appliquant une tension continue V_{dc} et une tension alternative V_{ac} sur le matériau constituant la cellule pockels.

Considérons toujours l'utilisation du matériau KDP, et grâce à la nature biréfringente de ce dernier il existe deux indices de réfraction, un indice ordinaire n_o et indice extraordinaire n_e .

Chapitre III : simulation des modulateurs électro- optiques

La matrice de Jones globale est obtenue par la formule suivante :

$$J_G = R(-\theta) p_1 R(+\theta) J_{cellule} R(-\theta) p_2 R(+\theta) \quad (\text{III.6})$$
$$p_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$
$$p_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$
$$R(-\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix}$$
$$R(+\theta) = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix}$$
$$J_{cellule} = \begin{bmatrix} e^{\Delta\phi i/2} & 0 \\ 0 & e^{-\Delta\phi i/2} \end{bmatrix}$$

Où :

Dans le cadre de notre travail, nous avons utilisé une cellule transversale dont on a spécifié les paramètres suivants :

La longueur de la cellule $L=40$ mm, la hauteur de la cellule $d=4$ mm, la longueur d'onde $\lambda=1550$ nm, $V_{dc}=685$ volts, l'indice ordinaire $n_o=2,2$, l'indice extraordinaire $n_e=1,47$ et le coefficient électro-optique $r_{63}=30,8.10^{-6}$ (m/v).

Le déphasage est déterminé par la formule suivante :

$$\Delta\phi = 2\pi/\lambda \cdot n_o^3 \cdot r_{63} \cdot \frac{V_{DC}}{d} \cdot l \quad (\text{III.7})$$

IV.2.1. Modulateur d'intensité à base de polariseurs croisés

L'intensité de sortie est déterminée par :

$$I = I_0 \cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \quad (\text{III.8})$$

Pour notre étude nous avons utilisé deux polariseurs croisés ($+45^\circ$ en entrée et -45° à la sortie).

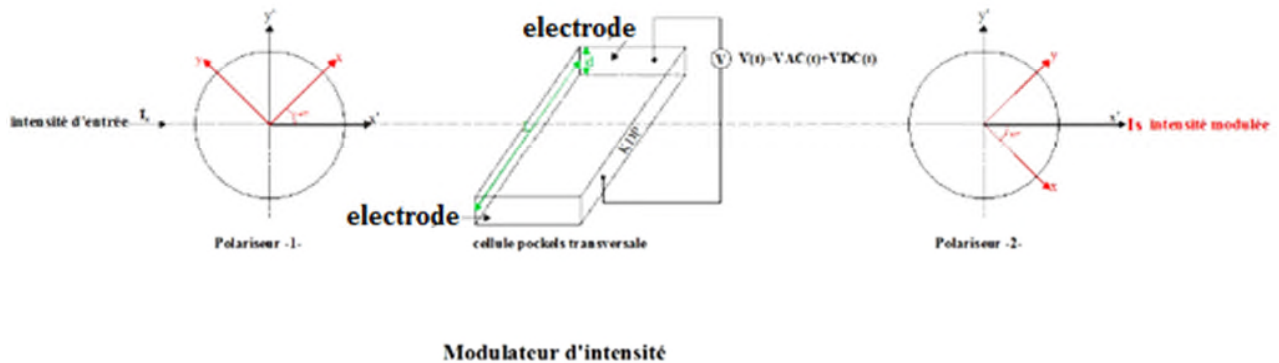


Figure III.13 : schéma d'un modulateur d'intensité à base de polariseurs croisés ($+45^\circ$ en entrée et -45° à la sortie).

Comme le montre la figure (III.13) nous avons inséré une cellule pockels transversale entre deux polariseurs, le premier est incliné à $+45^\circ$ par rapport à l'axe OX du laboratoire et le deuxième est incliné à -45° .

IV.2.1.1. L'intensité en fonction de la tension électrique

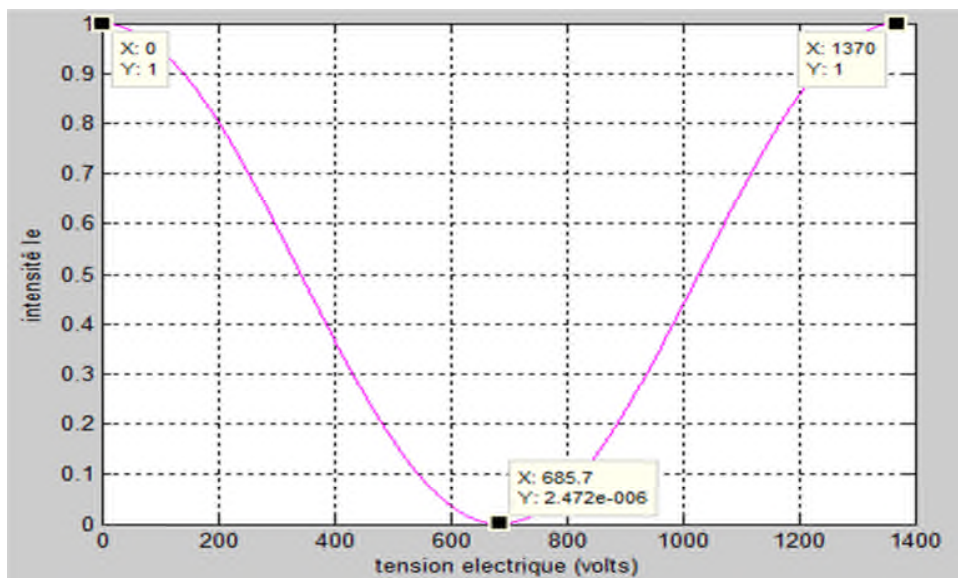


Figure III.14 : Représentation d'intensité de sortie en fonction de la tension appliquée.

D'après le graphe de la figure (III.14), nous remarquons un comportement sinusoïdal de l'intensité qui est due à l'application d'une tension continue V_{dc} aux bornes de la cellule pockels.

Nous observons deux maximum et un minimum des valeurs du rapport I/I_0 correspondant à la formule suivante :

$$I = I_0 \cos^2 (\pi/2 \cdot v_{dc}/V\pi) \quad (III.9)$$

Pour un état initial, où la tension appliquée est nulle $V_{dc}=0$ volts, nous avons eu une valeur du rapport $I/I_0=1$ ce qui implique que $I_s=I_0$. Et par l'application de $V_{dc}=V\pi=685$ volts qui correspond bien à V_{max} nous avons eu une valeur nulle du rapport I/I_0 d'où $I_s=0$.

En appliquant une tension $V_{dc}= 2V\pi$ volts, nous avons eu aussi un rapport de $I/I_0=1$.

IV.2.1.2. L'intensité en fonction de temps

Il s'agit de l'intensité de sortie du modulateur en fonction de temps écoulé durant la modulation.

Nous avons envoyé une séquence binaire d'informations de 8 bits telle que : 10101010, et nous avons appliqué une tension électrique aux bornes de la cellule pockels où L'intensité est représentée par la formule suivante :

$$I = I_0 \cos^2(\Delta\phi/2) \quad (III.10)$$

La durée totale de la séquence binaire est égale à 8tbit (ns) c à d $8 \times 2 = 16 \text{ ns}$ d'après la formule $D=1/t\text{bit}$ où $D=0.5\text{Gbit/s}$.

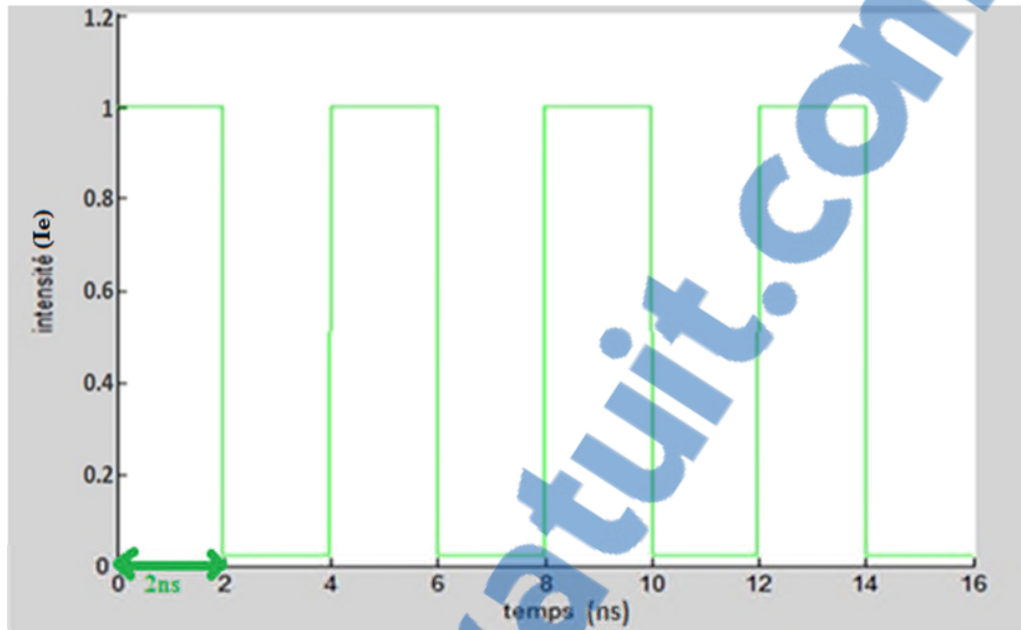


Figure III.15 : Représentation d'intensité de sortie en fonction de temps.

D'après le graphe de la figure (III.15), nous remarquons que le rapport I/I_0 varie entre deux valeurs, une valeur maximale qui est égale à 1 de I normalisée pour le bit 1 où la tension appliquée est nulle, et une valeur minimale qui est presque nulle (égale à 0.02) pour le bit 0 où la tension appliquée est maximale qui est égale à $685 \text{ volts} = V\pi$. Ces valeurs vont se répéter d'une manière périodique jusqu'à la fin de la séquence binaire.

Remarque

Nous avons simulé l'autre cas en insérant une cellule pockels transversale entre deux polariseurs, le premier est incliné à -45° par rapport à l'axe OX du laboratoire, et le deuxième est incliné à $+45^\circ$ comme le présente la figure (III.16).

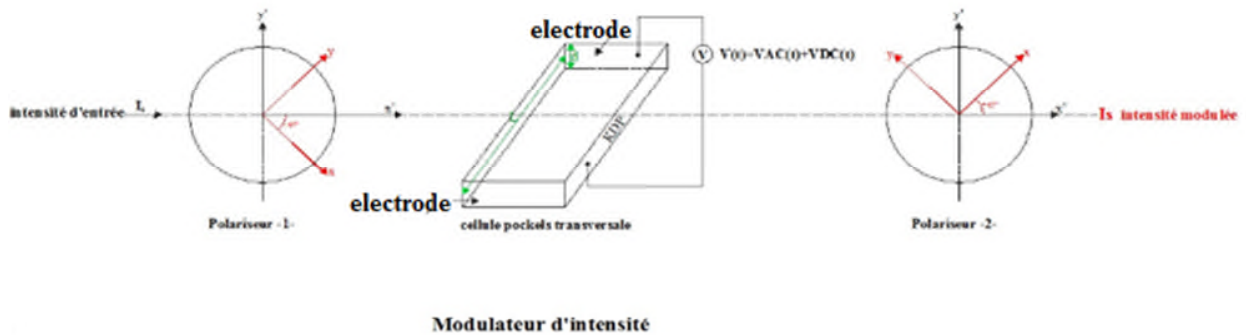


Figure III.16 : schéma d'un modulateur d'intensité à base de polariseurs croisés (-45° en entrée et $+45^\circ$ à la sortie).

❖ Nous avons obtenu les mêmes résultats du cas précédent.

IV.2. 2. Modulateur d'intensité à base de polariseurs parallèles

L'intensité de sortie est déterminée par :

$$I = I_0 \sin^2(\Delta\phi/2) \quad (\text{III.11})$$

Pour notre étude nous avons utilisé deux polariseurs parallèles ($+45^\circ$ en entrée et $+45^\circ$ à la sortie).

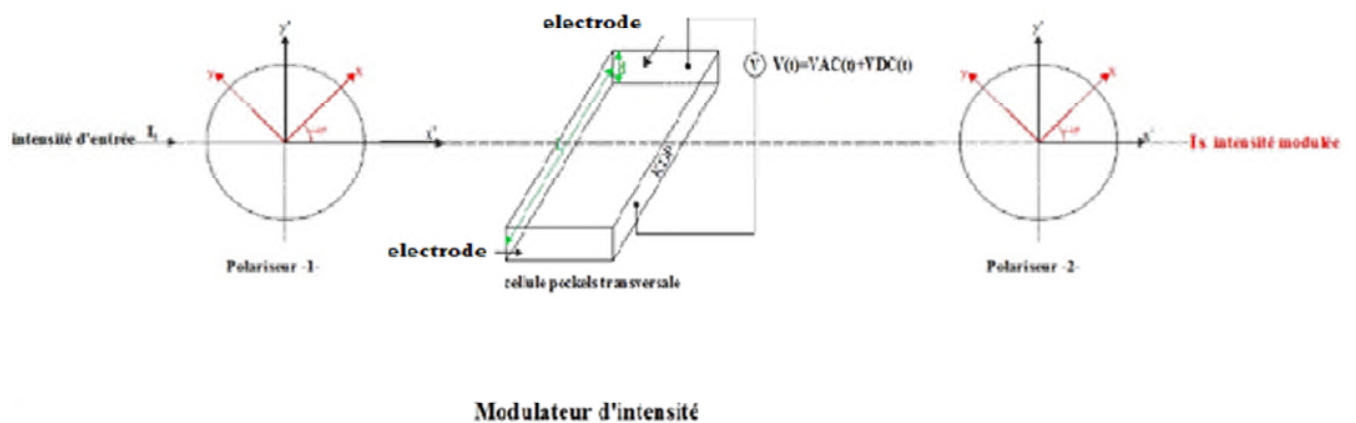


Figure III.17 : schéma d'un modulateur d'intensité à base de polariseurs parallèles ($+45^\circ$ en entrée et $+45^\circ$ à la sortie).

Comme le montre la figure III.17 nous avons inséré une cellule pockels transversale entre deux polariseurs, le premier est incliné à $+45^\circ$ par rapport à l'axe OX du laboratoire et le deuxième est incliné aussi à $+45^\circ$.

IV.2.2.1. L'intensité en fonction de la tension électrique

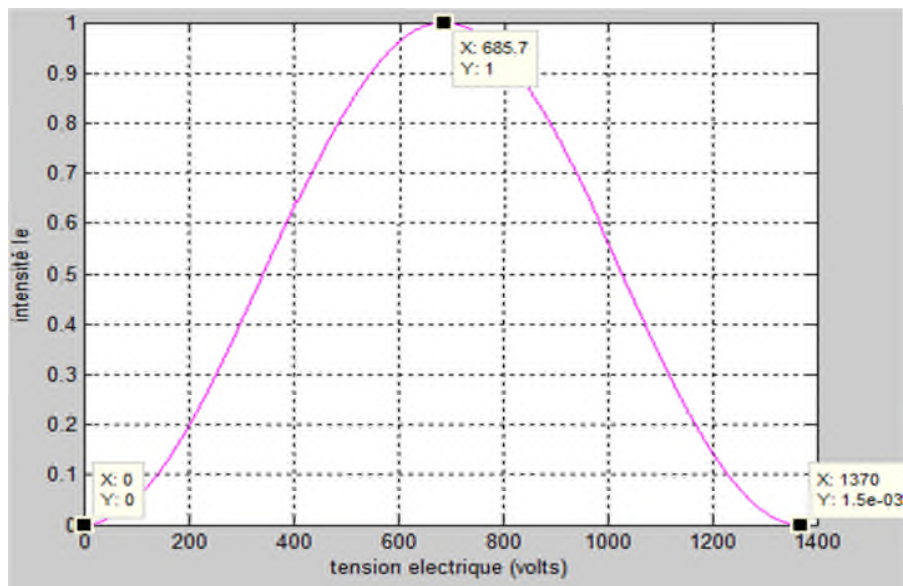


Figure III.18 : Représentation d'intensité de sortie en fonction de la tension appliquée.

D'après le graphe de la figure (III.18), nous remarquons un comportement sinusoïdal de l'intensité qui est due à l'application d'une tension continue V_{dc} aux bornes de la cellule pockels. Nous observons deux minimum et un maximum des valeurs du rapport I/I_0 correspondant à la formule :

$$I = I_0 \sin^2 (\pi/2 \cdot v_{dc}/V\pi) \quad (\text{III.12})$$

Pour un état initial, où la tension appliquée est nulle, nous avons eu une valeur nulle du rapport I/I_0 d'où $I_s=0$. Et par l'application de $V_{dc}=V\pi=685$ volts qui correspond bien à V_{max} nous avons obtenu une valeur du rapport $I/I_0=1$, ce qui implique que $I_s=I_0$.

En appliquant une tension $V_{dc}=2V\pi$, nous avons eu un rapport de $I/I_0=0$ d'où $I_s=0$.

IV.2.2.2. L'intensité en fonction de temps



Chapitre III : simulation des modulateurs électro- optiques

Il s'agit de l'intensité de sortie du modulateur en fonction de temps écoulé durant la modulation.

Nous avons envoyé une séquence binaire d'informations de 8 bits telle que : 10101010, et nous avons appliqué une tension électrique aux bornes de la cellule pockels où L'intensité est représentée par la formule suivante :

$$I=I_0 \sin^2 (\Delta\varphi/2) \quad (\text{III.13})$$

La durée totale de la séquence binaire est égale à 8 bit (ns) c à d $8 \times 2 = 16 \text{ ns}$ d'après la formule $D=1/\text{tbit}$ où $D=0.5\text{Gbit/s}$.

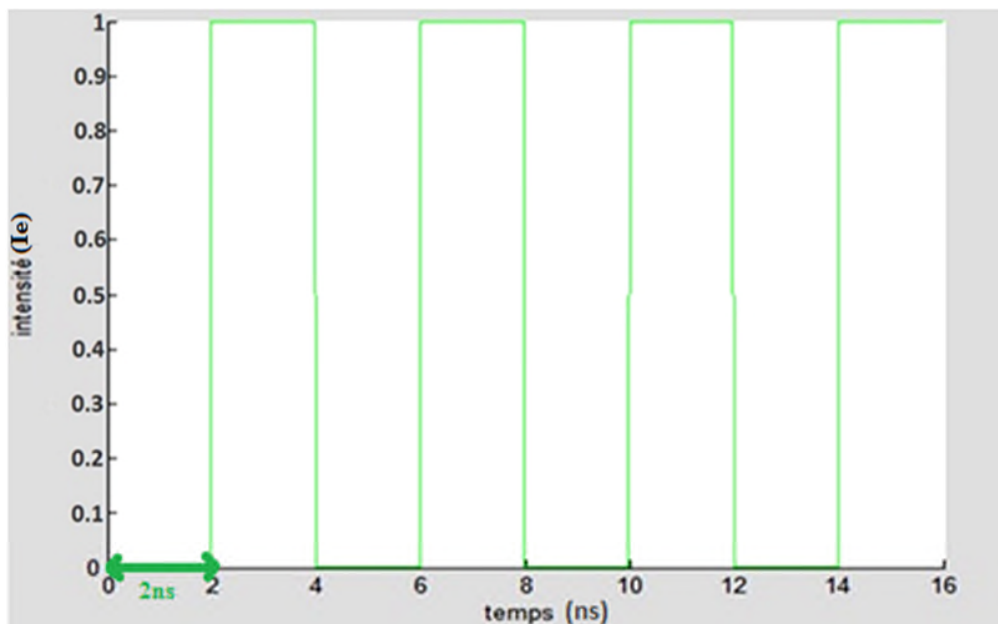


Figure III.19 : Représentation d'intensité de sortie en fonction de temps.

D'après le graphe de la figure(III.19), nous remarquons que le rapport de I/I_0 varie entre deux valeurs .Une valeur minimale qui est égale à 0 de I normalisée pour le bit 1, où la tension appliquée est nulle. Et une valeur maximale qui est égale à 1 de I normalisée pour le bit 0 où la tension appliquée est maximale qui est égale à $685 \text{ volts}=V\pi$. Ces valeurs vont se repeter d'une manière periodique jusqu'à la fin de la séquence binaire.

Remarque

Nous avons simulé l'autre cas en insérant une cellule pockels transversale entre deux polariseurs, le premier est incliné à -45° par rapport à l'axe OX du laboratoire, et le deuxième est aussi incliné à -45° comme le présente la figure (III.20).

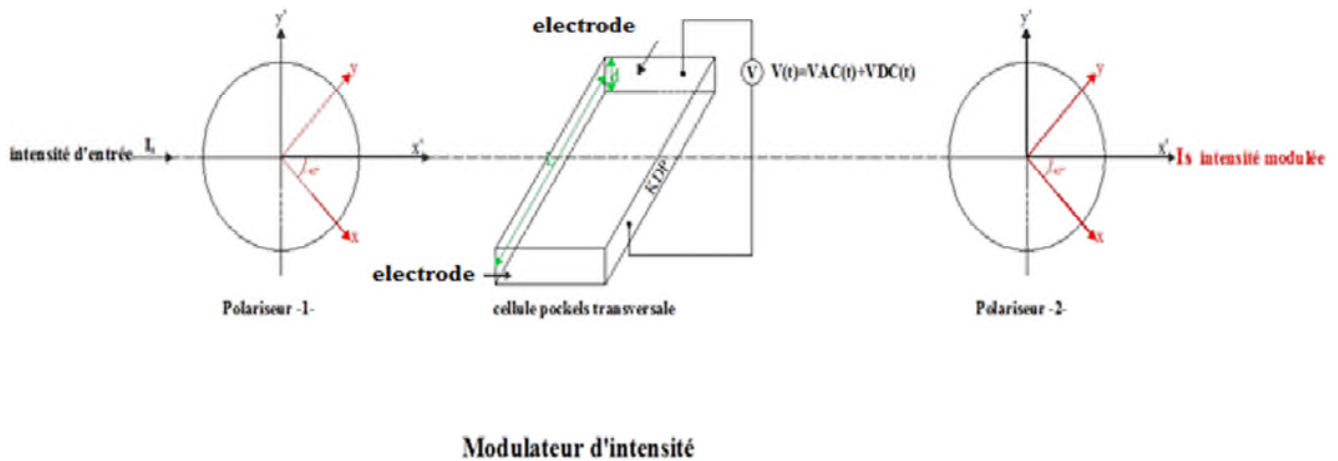


Figure III.20 : Schéma d'un modulateur d'intensité à base de polariseurs parallèles (-45° en entrée et -45° à la sortie).

❖ Nous avons obtenu les mêmes résultats du cas précédent.

En faisant une comparaison entre ces deux types de configuration (croisé et parallèle), nous remarquons une légère différence de l'intensité correspondant aux bits 0.

On peut conclure alors que le comportement d'intensité de sortie du modulateur dépend seulement de la configuration croisée ou parallèle des polariseurs.

V. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons simulé et analysé deux modulateurs électro-optiques, un modulateur de polarisation et un modulateur d'intensité à base de cellules pockels et de polariseurs.

Cette simulation a été réalisée à l'aide d'environnement MATLAB qui nous a permis de représenter le déphasage en fonction de la tension électrique en présentant l'état de polarisation pour chaque tension appliquée sur les cellules pockels. Les états de polarisation ont été représentés à l'aide du logiciel OPTISYSTEM.

Pour le modulateur d'intensité, nous avons présenté l'intensité de sortie en fonction de la tension appliquée d'une part et l'intensité de sortie en fonction du temps où on a choisi deux types de modulateurs d'intensité à base de polariseurs croisés et parallèles.

Chapitre III : simulation des modulateurs électro- optiques

L'étude des modulateurs optiques par simulation, nous a bien aider à comprendre la notion de modulation optique externe avec l'insertion d'un signal électrique composite (V_{AC+DC}) et d'une puissance optique porteuse de l'information.

Conclusion

Générale

Conclusion Générale

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

En effet, dans ce travail nous avons contribué à l'étude des modulateurs électro-optiques de polarisation et d'intensité à base de cellules pockels et de polariseurs.

A l'heure actuelle les modulateurs électro-optiques existants présentent des longueurs d'interaction de l'ordre du centimètre. Les futurs modulateurs doivent satisfaire des exigences auxquelles les modulateurs électro-optiques actuels ne peuvent plus répondre, comme une tension de commande et un dimensionnement faible tout en conservant un comportement en fréquence dans la gamme GHz et de faibles pertes.

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

Bibliographies:

Chapitre I: Polarisation de la lumière –Modulation électro-optique.

- [I.1] L. Zhu and K. L. Melde, "On-Wafer Measurement of Microstrip-Based Circuits With a Broadband Vialess Transition", *IEEE Transactions on Advanced Packaging*, Vol.29, pp. 654-659 (2006).
- [I.2] G. Straub and P. Ehret and W. Menzel, "On-wafer measurement of microstrip-based MIMICs without via holes", *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, Vol. 3, pp. 1399-1402 (1996).
- [I.3] J. P. Raskin and G. Gautier and L. P. Katheli and G. M. Rebeiz, "Mode conversion at GCPW-to-microstrip-line transitions", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 48, pp. 158-161 (2000).
- [I.4] Probe RF 50A3N500GSG de SuSSMicrotec, détail technique disponible en ligne. http://www.suss.com/products/test_systems/z-probe_technology/z-probe_technology.
- [I.5] Station de mesure sous pointe de SuSSMicrotec, détail technique disponible en ligne. http://www.suss.com/products/test_systems/manual_systems/pm5
- [I.6] Substrat de Calibration CSR-4 de SuSSMicrotec, disponible en ligne http://www.suss.com/products/test_systems/z-probe_technology/csr
- [I.7] T. Gorman and S. Haxha and J. J. Ju, "Ultra-High-Speed Deeply Etched Electrooptic Polymer Modulator With Profiled Cross Section", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 27, pp. 68-76 (2009)
- [I.8] <http://physique-eea.iut-lannion-mesures-physiques-tp-s3>
- [I.9] <http://paristech.institutoptique.fr/site.php?id=266&fileid>
- [I.10] Bernardot « Electromagnétisme des milieux continus - Optique» Licence de Physique, Université Paris Nord, 2001

[I.11] A. Carencu, Composants actifs. CENT /Laboratoire de Bagneux, 196 Avenue H. Ravera, F-92220 Bagneux, France

[I.12] Mr claverie-rospe, «Conception et mise en oeuvre d'un capteur électro-optique». Thèse de doctorat, Université Paul Verlaine-2006

[I.13] A.K. BABA Ahmed, Avril 2008« Génération de la troisième harmonique Applications spectroscopiques de type $\text{ksi}(3)$ » Mémoire de Magister. Université de Tlemcen.

[I.14] Mr.Bassam HAJJ « Imagerie Électro-optique Pockels aux échelles micro en nanométriques en physique et biophysique »Thèse de doctorat-CACHAN CEDEX France-2010

[I.15] Institut d'optique GRADUATE SCHOOL(IOGS). Support de cours en ligne/Ressource Pédagogiques/ Electro-Acousto Optique.

<http://paristech.institutoptique.fr/site.php?id=37&fileid=13228>

Chapitre II : Les modulateurs électro-optiques commercialisés.

[II.1] Y. Pawela, « Etude de la correction du point de fonctionnement de modulateurs électrooptiques intégrés sur niobate de lithium par laser femtoseconde, » Thèse de doctorat de l'université de Franche-Comté, Besançon, Décembre 2012.

[II.2] O. Mikami, J. Noda, S. Zembutsuet S. Fukunishi, « Phase tuning in optical directional coupler by photostructural effect of chalcogenide glass film, » *Appl. Phys. Lett.*, 31, 376 (1977).

[II.3] S. Y. Wang, S. H. Lin, and Y. M. Houn, _GaAs traveling-wave polarization electro-optic waveguidemodulator with bandwidth in excess of 20 GHz at 1.3 μm ,_ *Applied Physics Letters*, vol. 51, no. 2, pp. 8385, 1987.

[II.4] C. M. Gee, G. D. Thurmond, and H. W. Yen, _17-GHz bandwidth electro-optic modulator,_ *AppliedPhysics Letters*, vol. 43, no. 11, pp. 998_1000, 1983.

[II.5] C. H. Cox and E. I. Ackerman, _High electro-optic sensitivity (r_{33}) polymers,_ *The Journal of PhysicalChemistry B*, vol. 108, no. 25, pp. 8540_8542, 2004.

[II.6] I. Kim, M. Tan, and S.-Y. Wang, _Analysis of a new microwave low-loss and velocity-matched III-Vtransmission line for traveling-wave electrooptic modulators,_ *Lightwave Technology*, Journal of, vol. 8,no. 5, pp. 728_738, 1990.

- [II.7] THORLABS, “site internet” :[http:// www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)
- [II.8] FINISAR, “site internet”:[http:// www.finisar.com](http://www.finisar.com)
- [II.9] JENOPTIK , “site internet”:[http:// www.jenoptik.com/light-modulators](http://www.jenoptik.com/light-modulators)
- [II.10] MEADOWLARK, “site internet”:[http:// www.meadowlark.com](http://www.meadowlark.com)
- [II.11] CONOPTICS, “site internet”:[http:// www.conoptics.com/modulation-system-](http://www.conoptics.com/modulation-system-)

Chapitre III : Simulation des modulateurs électro-optiques.

- [III.1] UJF-UFR de physique. Plate-forme optique de CESIRE/ Textes de TP de M1P Laser, MAJ 8/08 [en ligne]<http://physique-eea.ujf-grenoble.fr/intra/Organisation/CESIRE/OPT/DocsOptique/TextesTP/TP-M1Plaser.pdf>
- [III.2] A. Carencu, Composants actifs. CENT /Laboratoire de Bagneux, 196 Avenue H. Ravera, F-92220 Bagneux, France
- [III.3] [www.fotline.com/ tutorial LiNBO3](http://www.fotline.com/tutorial/LiNBO3) extrait du premier chapitre de la thèse de doctorat de Yvan Pawela
- [III.4] A. Carencu, Composants actifs. CENT /Laboratoire de Bagneux, 196 Avenue H. Ravera, F-92220 Bagneux, France
- [III.5] <http://paritech.institutoptique.fr/site.php?id=266&fileid=770>