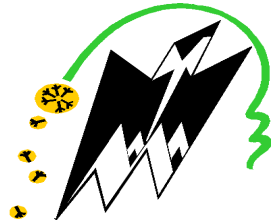


MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOULoud MAMMERI DE TIZI-OUZOU
FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET DE L'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE



Mémoire de fin d'études

En vue d'obtention du diplôme d'ingénieur d'Etat en ELECTRONIQUE,

Option : INSTRUMENTATION

Thème

ETUDE DE MODULATEURS
ELECTRO-OPTIQUES

Dirigé par:

Mr. TAZIBT.S

Présenté par :

Mr. OULD SIDI MOHAMED
Ahmed Taleb

Promotion: 2009-2010.

SOMMAIRE

Introduction général.....	1
Chapitre -I : éléments de bases	4
I-1 Historique et définition de laser.....	5
I-1-A Inversion de population	5
I-1-B Contre-réaction optique	6
I-1-B-1 Condition de gain	6
I-1-C Structure d'un laser à semi-conducteurs.....	6
I-2 Caractéristiques	7
I-2-A Le courant de l'électrode I	7
I-2-B Le dépeuplement dû à l'émission spontané	8
I-2-C Le dépeuplement dû à l'émission stimulé.....	8
I-2-D Bilan électronique	8
I-2-E Les recombinaisons de charges par émission spontanée	9
I-2-F L'émission stimulée	9
I-2-G Bilan photonique	9
I-2-H Bilan photonique et électronique	10
I-3 Résolution en régime permanent	10
I-4 L'optique non linéaire.....	12
I-4-A La polarisation linéaire.....	12
I-4-B La polarisation non linéaire.....	13
I-5 Les milieux anisotropes.....	13
I-6 Ellipsoïde des indices.....	15
I-7 Quelques propriétés d'optique cristalline.....	16
I-7-A Les cristaux opaques.....	16
I-7-B Les cristaux transparents.....	16
I-7-B-1 Groupe (I): cristaux isotropes.....	16

I-7-B-2	Groupe (II): cristaux uniaxes.....	17
I-7-B-3	Groupe (III) : cristaux biaxes.....	18
Chapitre –II	la modulation directe.....	21
Introduction.....		22
II-1	Le laser.....	23
II-1-A	La puissance optique émise	24
II-2	Modulation directe d'une DL.....	25
II-2-A	Les différents types de modulation d'une DL.....	27
II-2-B	Réponse à un échelon de courant.....	28
II-2-C	Formats de modulation numérique.....	29
II-3	Modulation d'amplitude ou d'intensité.....	30
II-4	Modulation de fréquence ou de longueur d'onde.....	32
II-5	Élargissement de la raie.....	33
II-6	Bruit des lasers à semi-conducteur.....	34
II-6-A	Bruit d'amplitude ou d'intensité.....	34
II-6-B	Bruit de fréquence ou de phase (largeur de raie.....	35
II-7	La fiabilité.....	35
Chapitre –III	La modulation externe	
	par effet électro-optique.....	37
III-1	Introduction	38
III-2	L'effet électro-optique	40
III-2-A	Effet Pockels.....	41

III-2-A-1	Méthode de l'indicatrice.....	41
III-2-A-2	Exemple 1 : l'effet Pockels dans le KDP.....	43
III-3	Modulateur de phase ou d'amplitude.....	45
III-3-A	En mode longitudinal.....	46
III-3-B	En mode transverse	47
III-4	Montage de Sénarmont	48
III-5	Exemple 2 : modulateurs de Mach-Zehnder	52
III-5-A	Modulateur LiNbO ₃ en coupe X (X-cut).....	56
III-5-B	Modulateur LiNbO ₃ en coupe Z (Z-cut).....	57
III-6	Effet Kerr.....	60
III-6-A	Exemple : effet Kerr dans un cristal de PLZT.....	60

chapitre-IV : La modulation externe

	par effet électro-absorbant.....	65
IV-1	principe de fonctionnement	66
IV-1-A	En régime absorbant.....	66
IV-1-B	Taux d'extinction statique.....	67
IV-1-C	Facteur de couplage phase-amplitude.....	67
IV-2	Effet Franz-Keldysh.....	69
IV-3	Effet Stark confiné.....	71
IV-4	Structures de l'électrode.....	72
	Conclusion.....	75

Introduction général

Depuis les années 1950 l'évolution des télécommunications s'est accélérée, et les techniques de transmission se sont multipliées. Ces techniques, par liaisons filaires et par liaisons hertziennes, ont révolutionné le secteur des communications et de l'audiovisuel.

Nous pouvons distinguer deux types de systèmes de télécommunications : les systèmes hertziens (satellite, radio...) et les systèmes filaires (câble coaxial, fibre optique...). La différence essentielle réside dans la manière de transmettre l'information : dans le cas du système hertzien, le support de transmission est l'air, et dans le cas du système par fibre optique, le support de transmission est la fibre optique.

Les éléments constituant les modules émetteur et récepteur sont donc conçus en fonction de ce paramètre, et sont donc différents pour ces deux systèmes, mais les fonctions les composant restent identiques : dans les deux cas nous retrouvons les fonctions de modulation et démodulation. La modulation permet de modifier les caractéristiques d'une onde électromagnétique pour lui faire porter l'information à transmettre. La démodulation permet d'effectuer l'opération inverse, et permet de fournir des données reçues aussi semblables que possible à celles émises, appliquées avant la modulation.

D'une manière générale, l'émetteur produit une onde, de puissance et de fréquence convenables, pour qu'elle puisse transporter l'information à travers l'atmosphère ou la fibre. Le récepteur élabore, à partir de l'onde qu'il reçoit, un signal utilisable pour le démodulateur. Dans le cas des systèmes hertziens, les antennes permettent d'émettre et de recevoir l'information. Ce sont des dispositifs de couplage entre les lignes de transmission reliées à l'émetteur ou au récepteur et l'espace libre où se propage l'onde électromagnétique.

Par ailleurs, pour ces deux systèmes, si les deux points à relier sont suffisamment proches, la liaison peut être établie directement. En revanche si la distance est trop importante, la liaison doit être établie à l'aide de stations relais dans le cas d'un système hertzien et de répéteurs dans le cas d'un système par fibre optique, de manière à amplifier les ondes émises avant de les réémettre.

Aujourd'hui, et quel que soit le système de télécommunication (système hertzien ou système par fibre optique), l'objectif est toujours d'améliorer les performances, tout en minimisant les coûts de fabrication et d'utilisation.

L'évolution des télécommunications est permanente, et accompagnée de l'évolution de la consommation : avec l'essor d'Internet, de la téléphonie mobile... la demande du grand public et des professionnels, en termes de rapidité, mobilité..., est toujours accrue. L'amélioration des performances d'un système se traduit essentiellement par la montée en fréquence d'application, l'augmentation du débit transmis, et de la distance sur laquelle se fait cette transmission.

L'évolution des systèmes de télécommunications s'accompagne également par une augmentation de la densité d'intégration. Regrouper les fonctions dans un même module, tout en augmentant ses performances, permet d'une part de supprimer un certain nombre de transitions et connexions entre éléments, qui sont sources de pertes, et d'autre part de diminuer l'encombrement du dispositif, ainsi que son poids, qui est, par exemple, un paramètre important dans le cas des systèmes embarqués sur un satellite. Un autre avantage à regrouper les fonctions au sein d'un seul et même module est la diminution du coût du packaging, puisqu'un seul boîtier est alors nécessaire.

La fonction de modulation optique est intégrée dans les systèmes de télécommunications optiques et a pour rôle de modifier les caractéristiques de la lumière en fonction d'un signal de commande. Elle peut être de type analogique ou numérique et son action peut s'appliquer sur la puissance optique, la polarisation, la phase ou la fréquence optique. Il existe deux techniques de modulation : les modulations directe et externe. Dans cette dernière, nous distinguons principalement les modulateurs électro-optiques, et les modulateurs électro-absorbants.

Pour ce faire, ce mémoire est composé de quatre chapitres. Le premier chapitre présente éléments de bases des lasers et des milieux électro-optiques (l'étude de diode laser, l'ensemble des phénomènes qui résultent de la réponse d'un milieu matériel à l'action d'une onde électromagnétique et Quelques propriétés d'optique cristalline).

Le deuxième chapitre s'intéresse à l'étude de la modulation directe qui consiste à moduler en intensité directement le courant injecté dans un laser à semi-conducteur. Cette technique, connaît beaucoup d'avantages, en particulier le faible coût de mise en œuvre. Mais elle comporte aussi des limites.

L'inconvénient majeur de cette méthode est la faible puissance disponible qui peut néanmoins être aujourd'hui compensée par l'utilisation d'amplificateurs optiques. La limite de cette technique de modulation repose sur le débit maximal atteint et qui est inférieure à 10 Gb/s. En effet, la modulation d'amplitude du courant d'injection du laser s'accompagne d'une modulation de fréquence parasite (phénomène de chirp dans le langage anglo-saxon). Les effets conjugués de la dispersion chromatique de la fibre standard télécom (SMF) et de la modulation parasite dégradent le signal optique transmis par un élargissement de l'impulsion d'autant plus important que la longueur de la fibre est grande. Pour limiter le problème de limitation en débit, on est contraint d'utiliser la technique de la modulation externe.

Suivie d'un troisième chapitre qui est consacré à l'étude de la modulation externe par effet électro-optique. Dans ce type de modulateur, L'émetteur est alors constitué d'une source optique suivie d'un élément supplémentaire qui est le modulateur externe. Le principe physique qui est utilisé dans ces types de modulateurs est la modification de la biréfringence sous l'effet d'un champ électrique.

Le quatrième et le dernier chapitre concerne l'étude de la modulation externe par effet électro-absorption, l'effet repose sur la modification du spectre d'absorption du semi-conducteur soumis à un champ électrique (c'est l'effet Franz-Keldysh dans un matériau massif et l'effet Stark confiné dans un matériau quantique).

Chapitre-I

Éléments de bases

I-1 Historique et définitions

Historique : Le mot "Laser" vient de l'acronyme anglais "Light Amplified by Stimulated Emission of Radiations ". Dès 1920 Einstein prévoit la possibilité de réaliser de l'émission stimulée première étape vers les sources lasers. Ce n'est qu'en 1960 que Mainman démontra le premier l'effet laser en utilisant un barreau de rubis.

Définition : Un laser est un oscillateur cohérent (spectre très étroit) dont la fréquence est située dans le spectre optique. Il émet donc de la lumière. On distingue deux éléments : un amplificateur et un organe de contre-réaction.

I-1-A Inversion de population :

Statistiquement à l'état naturel dans une structure épaisse (dimensions supérieures à quelques mm), un photon émis peut être absorbé par un autre électron. Globalement, à l'intérieur d'un matériau épais, il y a autant de photons émis que de photons absorbés. Pour cette raison, l'émission et l'absorption se "compensent". Pour que l'amplification de la lumière puisse exister, il est nécessaire que, dans ce matériau, l'émission stimulée soit prépondérante et soit plus forte que l'absorption. Cela est possible si le nombre des électrons présents dans le niveau supérieur (2) est supérieur au nombre d'électrons dans le niveau inférieur (1). Cela s'appelle réaliser une «inversion de population». L'amplification de la lumière l'emportera sur l'absorption si la population des niveaux supérieurs est plus élevée que celle des niveaux inférieurs. Dans les conditions d'équilibre thermique, les populations des états d'énergie inférieurs sont toujours plus nombreuses que ceux des états d'énergie supérieurs, de sorte que la lumière est toujours absorbée. Pour obtenir une inversion de population, il faut faire sortir le système de son équilibre thermique. Le milieu dans lequel on réalise l'inversion de population des niveaux s'appelle le milieu actif. Dans un semi-conducteur l'inversion de population peut être obtenue par injection de porteurs minoritaires à travers une jonction PN dans des régions dégénérées du semi-conducteur. C'est le cas pour les diodes polarisées en direct. Le niveau de Fermi dans la région P est situé plus bas que le sommet de la bande de valence. Cela signifie qu'il y a toujours des trous dans la bande de valence dans cette région (excès de trou). De même, la position du niveau de Fermi dans la région N montre qu'il y a toujours des électrons libres dans la zone N. Si on applique à la jonction une tension V polarisée en direct qui réduit la barrière de potentiel, il

apparaît dans cette jonction une inversion de population des bandes au niveau de la zone de recombinaison. Dans cette zone se trouve alors à la fois des trous et des électrons libres (niveau occupé de la bande de conduction) et les recombinaisons avec émission de lumière peuvent avoir lieu. Ainsi, statistiquement il y a plus d'émission que d'absorption et la prépondérance de l'effet d'émission stimulée permet l'amplification optique.

I-1-B Contre-réaction optique

L'amplification est considérablement augmentée si on impose aux ondes émises de traverser plusieurs fois le milieu actif. Alors un facteur d'amplification élevé peu compenser des pertes d'énergie dues à l'émissions d'énergie vers l'extérieur et à l'absorption. En effet, la partie émise par le laser et utile pour l'utilisateur est une perte pour le laser. C'est pourquoi le milieu amplificateur est placé dans une boucle de contre-réaction. Comment est réalisée une contre-réaction optique (cavité optique) afin d'obtenir un résonateur optique ? Généralement il suffit de placer le milieu amplificateur entre deux miroirs. La présence de la boucle de contre-réaction impose deux conditions au système : la condition de gain et la condition de phase

I-1-B-1 Condition de gain

Après N allers-retours dans le milieu amplificateur le nombre de photons augmente. Si l'augmentation se poursuit le système s'emballé. En revanche si l'amplification n'est pas suffisante pour compenser les pertes le système finit par s'amortir et s'arrêter. Pour obtenir un régime permanent il faut donc que le gain G compense exactement les pertes P .

$$\text{Gain} = \text{perte}$$

I-1-C Structure d'un laser à semi-conducteurs

Les différents phénomènes précédemment cités, à savoir, l'émission stimulée, l'inversion de population, l'amplification optique, le guidage optique par double hétéro-structure, rendent possible l'émission laser dans les structures à semi-conducteur. La structure des lasers semi-conducteurs est la suivante :

Une jonction PN à double hétéro-structure, réalisée dans un matériau semi-conducteur (AsGa) est clivée à ses extrémités (cassure nette suivant les plans du cristal, assurant une surface plate à la dimension des atomes près) afin de réaliser des surfaces réfléchissantes aux extrémités de la zone active définissant

ainsi la cavité optique. Etant donné l'indice de réfraction $n \sim 3$ à $3,5$ du matériau semi-conducteur, seulement $R=30\%$ ($R=(n-1)/(n+1)$) de la lumière est réfléchi par les facettes vers l'intérieur de la structure. La mauvaise qualité optique de ce type de résonateur optique est compensée par le haut taux de conversion électron-photon. Au sommet de la structure est placé un ruban semi-conducteur qui permet de limiter la zone active et d'augmenter la densité de courant tout en limitant le courant. L'utilisation d'une double hétéro-structure permet de réduire l'épaisseur de la zone active à quelques μm . (épaisseur typique 1 à deux μm). Etant donné la faible dimension de la zone active, de même ordre de grandeur que la longueur d'onde, un phénomène de diffraction, donne au faisceau une forme elliptique.

I-2 Caractéristiques

Le mécanisme qui produit les photons à partir des charges est dû à la prépondérance de l'émission stimulée. Tant que le nombre de photons n'est pas suffisant, il n'y a pas émission stimulée et le laser ne lase pas, seul un résidu de lumière spontanée est émis. C'est un effet non linéaire qui permet le démarrage du laser. Pour calculer la puissance émise par la diode laser (DL), nous devons non seulement connaître les mécanismes sur les électrons mais aussi les mécanismes liés aux photons. Dans une troisième étape on calculera la puissance optique en fonction du courant. Au niveau des électrons, les différents mécanismes faisant varier leur nombre sont outre le courant d'électrode, l'émission spontanée et l'émission stimulée. Pour les photons il faut tenir compte du gain et des pertes par absorption ou par émission spontanée. Nous allons y venir dans les paragraphes suivants.

Qu'est ce qui fait varier le nombre d'électrons dans un laser ?

- Le courant apporte des électrons
- L'émission spontanée consomme des électrons qui se recombinent pour donner des photons spontanés.
- L'émission stimulée est prépondérante, et elle consomme également des électrons qui se recombinent pour donner des photons stimulés.

I-2-A Le courant de l'électrode I

Le courant de l'électrode amène des électrons de charge e dans la zone de recombinaison de la jonction. Il y a donc N_1 charges dans le volume V de la jonction par unité de temps. Par unité de volume, il y a donc à chaque instant un apport de charges :

$$N_1 = \frac{I}{eV} \quad (\text{I-1})$$

I-2-B Le dépeuplement dû à l'émission spontanée

Les électrons précédemment apportés par le courant d'électrode sont consommés en partie par l'émission spontanée. Si statistiquement le taux d'émission spontanée est $R_{sp} = 1/\tau_{sp}$ (τ_{sp} durée de vie des électrons), et que le nombre de charges est N , le nombre d'électrons se recombinant en émission spontanée par unité de temps est

$$N_2 = NR_{sp} = \frac{N}{\tau_{sp}} \quad (\text{I-2})$$

I-2-C Le dépeuplement dû à l'émission stimulée

Il est plus difficile de connaître le nombre d'électrons consommés par l'émission stimulée. En effet, parmi les électrons se recombinant par émission stimulée, certains participent à l'amplification et d'autres sont perdus par absorption ou par émission or de la structure. Etant donné le gain g de l'amplification optique, la présence de P photons dans la cavité, va déclencher l'émission stimulée de $g \cdot P$ photons. Chaque photon consommant un électron, la variation du nombre d'électrons par unité de temps est :

$$N_3 = g \cdot P \quad (\text{I-3})$$

I-2-D Bilan électronique

Si l'on fait le bilan pour chaque intervalle de temps dt , du nombre de charges consommées en tenant compte de N_1 , N_2 , N_3 , on obtient une variation dN :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_{sp}} - g \cdot P \quad (\text{I-4})$$

N_1 correspond à un apport de charges il est donc compté positivement, alors que N_2 et N_3 sont des diminutions de charges et sont donc comptés avec un signe moins.

Qu'est ce qui fait varier le nombre de photons dans un laser ?

A cette question, nous répondons par l'inventaire des pertes et création de photons :

- L'émission spontanée (création de photons)
- L'émission stimulée (création de photons)
- Les pertes par absorption (diminution de photons)
- Les pertes correspondant aux photons émis or de la cavité. (diminution de photons)

I-2-E Les recombinaisons de charges par émission spontanée

Les recombinaisons de charges par émission spontanée consomment autant de charges qu'elles produisent de photons. Nous avons calculé précédemment le nombre N_2 de charges correspondantes lorsque le taux d'émission spontanée est $R_{sp}=1/\tau_{sp}$. Le nombre P_1 de photons produits par émission spontanée est donc :

$$P_1 = R_{sp} N = \frac{N}{\tau_{sp}} \quad (\text{I-5})$$

I-2-F L'émission stimulée

Un raisonnement similaire nous conduit à assimiler la variation P_2 du nombre de photons stimulés avec N_3 :

$$P_2 = g.P \quad (\text{I-6})$$

Pour un ensemble de P photons, le nombre de photons perdus à chaque instant est donc :

$$P_3 = \frac{P}{\tau_{sp}} \quad (\text{I-7})$$

Nous pouvons donc maintenant faire le bilan de la variation du nombre de photons.

I-2-G Bilan photonique

En tenant compte des apports de photons par émission spontanée P_1 et par émission stimulée P_2 , ainsi que des pertes P_3 la variation totale du nombre de photons par unité de temps est :

$$\frac{\Delta P}{\Delta t} = P_1 + P_2 - P_3 \quad (\text{I-8})$$

Ce bilan fait intervenir le nombre des électrons dans la cavité. Il y a donc un couplage entre le bilan photonique, et le bilan électronique.

I-2-H Bilan photonique et électronique

Nous venons de voir qu'il y avait un couplage entre les deux équations, et la connaissance du comportement du système passe par la résolution des deux équations différentielles couplées ;

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_{sp}} - gP \quad (\text{I-9})$$

$$\frac{dp}{dt} = gP - \frac{P}{\tau_{ph}} + \frac{N}{\tau_{sp}} \quad (\text{I-10})$$

I-3 Résolution en régime permanent

En régime permanent toutes les grandeurs sont constantes dans le temps, et leurs dérivées sont nulles. Le système précédent se simplifie et devient ;

$$\begin{aligned} \frac{I}{eV} - \frac{N}{\tau_{sp}} - gP &= 0 \\ gP - \frac{P}{\tau_{ph}} + \frac{N}{\tau_{sp}} &= 0 \end{aligned}$$

La résolution de la deuxième équation, en faisant l'hypothèse que les recombinaisons spontanées sont en nombre négligeable devant l'émission stimulée, nous donne la condition de seuil pour obtenir une émission laser :

$$g = \frac{1}{\tau_{ph}} \quad (\text{I-11})$$

Le gain est égal aux pertes, conditions déjà énoncé précédemment.

La résolution de la première équation, en cherchant les conditions limites qui déclenche l'émission stimulée ($P=0$) nous donne une valeur de courant de seuil I_{seuil} au-dessus duquel le laser produit des photons stimulés principalement et en dessous duquel il n'émet que des photons spontanés.

$$I_{seuil} = \frac{NeV}{\tau_{sp}} \quad (\text{I-12})$$

Si on admet qu'au-dessus du seuil N reste constant (I_{seuil}), on constate que le nombre de photons P , donc la puissance optique émise $Ph\nu$, varie linéairement avec le courant d'électrode.

$$P = \frac{\tau_{ph}}{eV} (I - I_{seuil}) \quad (\text{I-13})$$

soit une puissance optique émise

$$P_{op} = h\nu \frac{\tau_{ph}}{eV} (I - I_{seuil}) \quad (\text{I-14})$$

I-4 L'optique non linéaire

L'optique non linéaire regroupe l'ensemble des phénomènes qui résultent de la réponse d'un milieu matériel à l'action d'une onde électromagnétique. Un matériau soumis à l'action d'une onde électromagnétique est le siège d'une polarisation induite, qui détermine la réponse du milieu.

I-4-A La polarisation linéaire

Lorsque le champ électromagnétique associé à l'onde se propage à travers un milieu matériel, il en résulte une interaction avec les atomes de ce milieu, en particulier avec les électrons de valence faiblement liés aux atomes. Ceux-ci sont déplacés par rapport à leur position d'équilibre sous l'effet de ce champ, et oscillent d'une part sous l'effet de la force induite par le champ, et d'autre part sous l'effet d'une force de rappel induite par le potentiel attractif exercé par le noyau. Si le champ électromagnétique est faible, les électrons sont soumis à un potentiel symétrique du type:

$$V(r) = Ar^2 \quad (\text{I-15})$$

où A est une constante caractéristique du matériau et r représente le déplacement de l'électron par rapport à sa position d'équilibre. Dans ce cas, l'énergie de l'onde incidente qui interagit avec le milieu sera réémise sous la forme d'une onde de fréquence identique. En d'autres termes, la polarisation \vec{P} reste proportionnelle au champ \vec{E} . La polarisation macroscopique induite par l'onde s'écrit alors:

$$\vec{P}^l = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(w) \quad (\text{I-16})$$

où P^l est la polarisation linéaire, ε_0 la permittivité du vide et $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité diélectrique du milieu. Le matériau possède, vis à vis de l'onde, des propriétés optiques linéaires. C'est le cas d'un milieu diélectrique isotrope et homogène, pour lequel \vec{P} et \vec{E} ont la même direction. Si le matériau n'est pas isotrope, les électrons n'oscillent généralement plus dans la même direction que le champ électrique. La relation devient:

$$P_i^l = \sum_j \chi_{ij}^{(1)} E_j(w) \quad (\text{I-17})$$

Les indices i et j font référence aux coordonnées cartésiennes sur les axes (x, y, z) d'un repère propre au matériau. La susceptibilité $\chi_{ij}^{(1)}$ du matériau est alors un tenseur d'ordre 2 possédant les mêmes propriétés de symétrie que le matériau lui-même. Un tenseur est un système de coefficients qui établit une relation entre vecteurs.

I-4-B La polarisation non linéaire

Les fortes intensités émises par les lasers produisent des champs électriques qui exercent des forces comparables aux forces de cohésion électrons-noyaux. Elles provoquent une anharmonicité du mouvement de vibration des électrons autour de leur position d'équilibre qui est à l'origine du non linéarité optique. Dans ce cas, le déplacement des électrons peut être tel que ceux-ci sont soumis au potentiel attractif exercé par les atomes voisins. Il en résulte un potentiel asymétrique présentant des puissances impaires du déplacement de l'électron:

$$V(r) = Ar^2 + Br^3 + \dots \quad (\text{I-18})$$

avec A, B, \dots constantes caractéristiques du milieu. En d'autres termes, la force totale ressentie par les électrons n'aura pas la même intensité selon que ceux-ci se déplacent dans un sens ou dans le sens opposé. Le dipôle équivalent rayonne alors à des fréquences multiples de la fréquence incidente. La polarisation macroscopique induite dans le milieu s'écrit alors :

$$\vec{P} = P_i^L + P_i^{NL} = \varepsilon_0 \left(\chi_{ij}^{(1)} E(\omega)_j + \chi_{ijk}^{(2)} E(\omega)_j E(\omega)_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E(\omega)_j E(\omega)_k E(\omega)_l + \dots \right) \quad (\text{I-19})$$

où P^{NL} est la polarisation non linéaire et $\chi^{(i)}$ la susceptibilité diélectrique d'ordre i , tenseur de rang $(i + 1)$. Cette relation est valable dans le cas où la fréquence est loin de toutes résonances.

I-5 Les milieux anisotropes

La plupart des cristaux n'ont pas des propriétés électriques équivalentes dans différentes directions de l'espace, comme résultat de leur structure atomique.

La polarisation électrique d'un milieu est caractérisé par sa permittivité et donc par son indice de réfraction n ; ces deux grandeurs dépendent de la structure

atomique de ce milieu. Pour les cristaux, ces grandeurs peuvent varier selon les directions de l'espace: ce type de matériau est dit anisotrope [Möller 1988]. Comme conséquence de l'anisotropie, la vitesse V d'une onde qui se propage dans le matériau est fonction de la direction i :

$$\frac{1}{v_i^2} = \mu \varepsilon_i = \frac{n_i^2}{c^2} \quad (\text{I-20})$$

où μ est la perméabilité du milieu. Il en résulte que dans un cristal anisotrope la vitesse de propagation de la lumière variera en fonction de la direction de sa polarisation (c'est à dire de la direction de \vec{E}) et éventuellement de sa direction de propagation (c'est à dire la direction de son vecteur d'onde \vec{k}). Un tel cristal est dit biréfringent si milieu à deux indices de réfraction. Considérons un cristal avec une structure cristallographique ayant une symétrie planaire: La direction z (Figure 1.3) est un axe de symétrie: la rotation autour de cet axe transforme l'un dans l'autre les positions d'atomes équivalents dans le plan xy . L'axe z est dit axe optique. La polarisation dans le plan xy est la même en toutes directions, mais la polarisation le long de la direction z est différente. Un tel cristal est dit uniaxe.

Une onde qui se propage selon l'axe optique aura une vitesse $V_1 = \sqrt{1/\varepsilon_1 \mu}$. L'indice de réfraction correspondant à ε_1 est dit indice ordinaire $n_0 = c/V_1$. Une onde qui se propage perpendiculairement à l'axe optique peut avoir deux vitesses différentes. Si le champ électrique oscille dans le plan xy , elle a une vitesse et un indice ordinaires. Si le champ électrique oscille dans la direction z , alors la vitesse de l'onde est $V_2 = \sqrt{1/\varepsilon_2 \mu}$ et l'indice correspondant est dit indice extraordinaire $n_e = c/V_2$. Pour des directions d'oscillation du champ électrique qui ne forment pas un angle droit avec l'axe z , l'onde verra un indice compris entre n_0 et n_e . En représentant graphiquement les indices dans toutes les directions pour une onde qui se propage selon l'axe optique et pour une onde qui se propage perpendiculairement à cet axe, on obtient les surfaces des indices (Figure II-1). La différence $\Delta n = (n_e - n_0)$ est une mesure de la biréfringence du cristal. Si $\Delta n > 0$ le cristal est dit uniaxe positif, autrement il est dit uniaxe négatif.

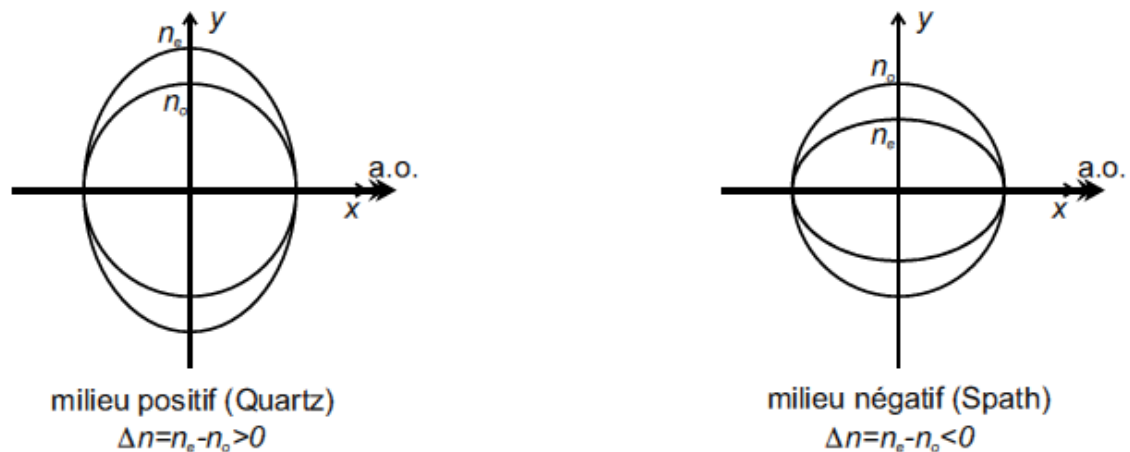


Figure II-1 : les surfaces des indices

I-6 Ellipsoïde des indices

Chaque rayon vecteur a une longueur proportionnelle à la valeur de l'indice de réfraction du milieu, pour une onde dont le vecteur lumineux est parallèle au rayon vecteur envisagé. Cet ellipsoïde possède trois axes de symétrie, appelés axes diélectriques du milieu, auxquels correspondent trois valeurs remarquables de l'indice de réfraction. Ils sont liés aux axes cristallographiques du milieu, et lui sont parallèles lorsque la symétrie du milieu est suffisante :

- pour les cristaux à faible symétrie (monoclinique, triclinique, orthorhombique), l'ellipsoïde des indices est quelconque ; rhomboédrique, quadratique), l'ellipsoïde est de révolution autour de l'axe associé à la symétrie la plus élevée du cristal ; cet axe est appelé axe optique du cristal ;
- pour les cristaux cubiques, l'ellipsoïde se réduit à une sphère ; en fait, ces cristaux sont optiquement isotropes; ils peuvent toutefois être optiquement actifs. Pour utiliser l'ellipsoïde des indices, nous procédons comme suit : nous traçons un plan parallèle au plan d'onde incidente et passant par le centre de l'ellipsoïde. La section de l'ellipsoïde par ce plan est une ellipse dont :
 - les axes, appelés lignes neutres, indiquent les directions de vibration des ondes transmises par le cristal ;
 - les longueurs des demi-axes donnent les valeurs des indices de réfraction du milieu pour ces ondes.

I-7 Quelques propriétés d'optique cristalline [4]

L'emploi des cristaux en optique non linéaire nécessite une orientation cristalline particulière. Pour comprendre ces propriétés et leur utilité pour l'orientation cristalline, il nous faut définir d'abord les différents types de cristaux. La cristallinité confère à un matériau de propriétés optiques particulières. Dans un premier temps, deux types de cristaux sont à différencier:

I-7-A Les cristaux opaques

(Exemples : Si, Ge), dont l'orientation est obtenue par diffraction des rayons X (selon la méthode de Laue, par exemple) en s'aidant de repères physiques (faces, clivages, figures de corrosion, macles, ..).

I-7-B Les cristaux transparents

Trois groupes de cristaux sont à distinguer : les isotropes et les anisotropes parmi lesquels nous distinguons deux familles, les uniaxes et les biaxes. L'anisotropie électrique du milieu rend les cristaux transparents (uniaxes et biaxes) optiquement anisotropes.

I-7-B-1 Groupe (I): cristaux isotropes

Les cristaux dans lesquels trois directions cristallographiquement équivalentes mutuellement perpendiculaires peuvent être choisies ($\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$). C'est le système cubique (23, 432, 43m). Les cristaux sont optiquement isotropes. Un seul indice de réfraction suffit à les caractériser.

Cubique [5]								
Groupe 432	0	0	0		Groupe 43m	0	0	0
	0	0	0			Groupe 23	0	0
	0	0	0		0		0	0
	0	0	0		r_{41}		0	0
	0	0	0		0		r_{41}	0
	0	0	0		0	0	0	r_{41}

I-7-B-2 Groupe (II): cristaux uniaxes

Ces cristaux possèdent un axe optique et deux indices optiques différents n_p et n_g ($n_p < n_g$). Les surfaces d'indices de réfraction forment des ellipsoïdes de révolution, dont deux des trois axes principaux sont égaux. Les composantes diélectriques suivent alors les relations: ($\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$). Par convention, l'axe cristallographique Z est confondu avec l'axe optique. Les systèmes cristallins permettant ce phénomène de biréfringence sont ceux qui comprennent les axes de symétrie d'ordre 3, 4 ou 6, tels que les systèmes rhomboédriques (3), quadratiques (4) et hexagonaux (6). Le plan principal est le plan contenant à la fois l'axe optique et le vecteur de propagation de l'onde qui traverse le milieu étudié. Les axes principaux sont les axes diélectriques ou cristallographique de ces cristaux (X, Y,Z). Deux types d'ondes sont ainsi définis:

- L'onde ordinaire est polarisée perpendiculairement au plan principal, dont l'indice est noté n_o . Elle se propage à vitesse constante dans le matériau telle que $v_o = \frac{c}{n_o}$ (c étant ici la célérité de la lumière dans le vide).

- L'onde extraordinaire est polarisée dans le plan principal, dont l'indice est noté n_e . Sa vitesse varie en fonction de l'angle θ , entre la direction de propagation de cette onde et l'axe optique. La biréfringence peut être:

- Positive, si n_g est parallèle à l'axe optique, ($n_o < n_e$),
- Négative, si n_g est perpendiculaire à l'axe optique, ($n_o > n_e$).

Hexagonal [5]											
Groupe 6	0	0	r_{13}	Groupe $\underline{6}$	r_{11}	$-r_{22}$	0	Groupe $\underline{6}22$	0	0	0
	0	0	r_{13}		$-r_{11}$	r_{22}	0		0	0	0
	0	0	r_{33}		0	0	0		0	0	0
	r_{41}	r_{51}	0		0	0	0		r_{41}	0	0
	r_{51}	$-r_{41}$	0		0	0	0		0	$-r_{41}$	0
	0	0	0		$-r_{22}$	$-r_{11}$	0		0	0	0
Groupe 6mm	0	0	r_{13}		Groupe $\underline{6}2m$			0	$-r_{22}$	0	
	0	0	r_{13}		0	r_{22}	0				
	0	0	r_{33}		0	0	0				
	0	r_{51}	0		0	0	0				

	r_{51}	0	0			0	0	0
	0	0	0			$-r_{22}$	0	0

Trigonal [5]											
Groupe 3	r_{11}	$-r_{22}$	r_{13}	Groupe 32	r_{11}	0	0	Groupe 3m	0	$-r_{22}$	r_{13}
	$-r_{11}$	r_{22}	r_{13}		$-r_{11}$	0	0		0	r_{22}	r_{13}
	0	0	r_{33}		0	0	0		0	0	r_{33}
	r_{41}	r_{51}	0		r_{41}	0	0		0	r_{51}	0
	r_{51}	$-r_{41}$	0		0	$-r_{41}$	0		r_{51}	0	0
	$-r_{22}$	$-r_{11}$	0		0	$-r_{11}$	0		$-r_{22}$	0	0

I-7-B-3 Groupe (III) : cristaux biaxes

Ces cristaux possèdent deux axes optiques et trois indices optiques distincts ($n_g > n_m > n_p$). L'ellipsoïde d'indices n'est plus de révolution. De même, les composantes diélectriques de ces matériaux sont toutes différentes ($\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$). Les systèmes de symétrie satisfaisant ces conditions comportent des miroirs ou des axes, soient les systèmes orthorhombique, monoclinique et triclinique. La biréfringence des cristaux biaxes peut être définie:

- Positive, lorsque l'indice maximum n_g suit la direction de la bissectrice de l'angle aigu, entre les deux axes optiques.
- Négative, lorsque n_g est confondu avec la bissectrice de l'angle obtus, entre les deux axes optiques. L'appartenance d'un cristal à une classe optique (isotrope, uniaxe ou biaxe) dépend de la classe de symétrie d'orientation de sa maille cristalline, comme le montre les tableaux

Monoclinique [5]								
Groupe 2	0	r_{21}	0		Groupe m	r_{11}	0	r_{13}
	0	r_{22}	0			r_{21}	0	r_{23}
	0	r_{23}	0			r_{31}	0	r_{33}
	r_{41}	0	r_{43}			0	r_{42}	0
	0	r_{52}	0			r_{51}	0	r_{53}
	r_{51}	0	r_{63}			0	r_{62}	0

Orthorhombique [5]								
Groupe 222	0	0	0		Groupe mm2	0	0	r_{13}
	0	0	0			0	0	r_{23}
	0	0	0			0	0	r_{33}
	r_{41}	0	0			0	r_{42}	0
	0	r_{52}	0			r_{51}	0	0
	0	0	r_{63}			0	0	0

Triclinique [5]			
Groupe 1	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}

Coefficients électro-optiques linéaires de quelques matériaux [6]					
Cristal	Groupe	n_o	n_e	(μm)	r_{ij} (pm/V)
KDP	$\bar{4}2m$	1,512	1,470	0,546	$r_{41}=r_{52} = 8,77$; $r_{63}=10,5$
KD*P	$\bar{4}3m$	1,508	1,468	0,546	$r_{41}=r_{51} = 8,8$; $r_{63}=26,4$
ADP	$\bar{4}3m$	1,526	1,481	0,546	$r_{41}=r_{51} = 24,5$; $r_{63}= 8,5$
QUARTZ	32	1,544	1,553	0,589	$r_{41}=0,2$; $r_{63}= 0,93$
LiNbO ₃	3m	2,297	2,208	0,633	$r_{33}=30,8$; $r_{13}=8,6$; $r_{51}=28$; $r_{22}=3,4$
LiTaO ₃	3m	2,183	2,188	0,600	$r_{33}=33$; $r_{13}=8$; $r_{51}=20$; $r_{22}=1$
GaAs	$\bar{4}3m$	3,420		1,150	$r_{41}=-1,4$
InP	$\bar{4}3m$	3,200		1,150	$r_{41}=-1,6$
ZnS	$\bar{4}3m$	2,364		0,600	$r_{41}= 2,1$

Chapitre-II

La modulation directe

Introduction

La modulation du courant qui traverse un laser à semi-conducteur entraîne directement la modulation de la lumière émise par celui-ci. Cette technique de modulation qui est simple à mettre en œuvre, est appelée modulation directe. Il suffit d'inscrire les données sur l'alimentation du laser, c'est-à-dire sur le courant injecté dans le laser à semi-conducteur, pour moduler en amplitude le signal émis par celui-ci. Le laser est couplé à un circuit de commande, qui comprend des circuits de contrôle et des circuits de modulation de la polarisation du laser. Ce circuit de commande a pour rôle de moduler la polarisation du laser à partir des données électriques issues des modems. La source modulée est complétée par un dispositif de couplage optique dans la fibre de transmission, et par un isolateur. Le premier inconvénient de cette méthode de modulation directe vient de son régime transitoire. Dans les systèmes de télécommunications numériques par fibre optique, la modulation est constituée de signaux binaires pour lesquels la puissance optique, et donc le courant de polarisation, doivent commuter brusquement entre un niveau bas et un niveau haut. Lorsque l'on applique un échelon de courant à un laser à semi-conducteur, l'émission de lumière, qui est la réponse à cet échelon, se fait avec un retard pouvant aller jusqu'à quelques nanosecondes. Le laser ne peut répondre instantanément à une excitation électrique car l'émission stimulée, qui va créer le faisceau laser, n'a pas lieu tant que la concentration de porteurs n'atteint pas sa valeur seuil. Ce retard est de plus suivi d'oscillations de relaxation de même origine que la résonance fondamentale : les populations d'électrons et de photons oscillent, avant d'atteindre l'état stationnaire, d'autant plus brutalement que leurs temps de vie respectifs sont différents. Par ailleurs, le principal effet limitatif de la modulation directe des données, provient du fait que cette technique conduit à un signal présentant une modulation parasite de fréquence aussi appelée *chirp*. Ce phénomène est inhérent au fait que la modulation du courant induit une modulation de l'indice de réfraction dans le semi-conducteur et par conséquent une modulation de fréquence de la lumière émise.

II-1. Le laser

Depuis le début des télécommunications par fibre optique, le choix des sources optiques s'est porté sur les émetteurs à semi-conducteur à cause de leurs petites dimensions en rapport avec celles du cœur des fibres optiques, de la relative facilité que l'on a à moduler directement la lumière émise en agissant sur le courant, de leur spectre optique relativement étroit et de leur faible consommation énergétique. Ainsi la diode laser à semi-conducteur est la source la mieux adaptée pour les télécommunications optiques car elle permet d'avoir la meilleure efficacité de couplage optique avec la fibre. Les lasers à semi-conducteur sont constitués [2] :

- D'un milieu amplificateur qui utilise la propriété d'émission stimulée de photons dans une jonction **pn** où l'inversion de population entre les bandes de valence et de conduction est assurée par une injection de porteurs de charges électriques (trous et électrons).
- D'une cavité résonnante permettant de sélectionner les modes d'oscillation.

Les trois phénomènes importants de transitions quantiques présents dans les lasers à semi-conducteurs sont :

- L'absorption d'un photon incident. En absorbant un photon, l'électron peut être amené dans un état plus énergétique. Il passe de la bande de valence vers la bande de conduction.
- L'émission spontanée. Consiste un retour sans apport d'énergie extérieure, d'un électron de la bande de conduction avec un trou de la bande de valence, permet l'émission d'un photon.
- L'émission stimulée. A lieu lors d'une interaction inélastique entre un photon et un électron de la bande de conduction, celui-ci retombe dans l'état le moins énergétique (BV) en émettant un photon stimulé identique au photon incident : même longueur d'onde, même phase, même état de polarisation et même directivité spatiale.

Pour que l'effet laser existe, il est nécessaire que la condition d'inversion de population soit atteinte. Plus précisément le taux d'émission stimulée excéder le taux d'émission spontanée seulement si la densité de population au niveau fondamental est inférieure à la densité de population au niveau excité. Dans un semi-conducteur, cette inversion est réalisée par injection de charges. En plus, pour obtenir l'effet laser il faut qu'il y ait suffisamment de photons excitateurs. Pour ce faire, l'énergie lumineuse est confinée dans une cavité résonnante, par exemple, un résonateur du type Fabry-Pérot. Le seuil de l'effet laser est obtenu

lorsque le gain maximal compense toutes les pertes que l'onde rencontre au cours de ses allers-retours entre les deux miroirs du résonateur (pertes provoquées par le milieu diffusant, par le phénomène d'absorption et par la transmission du signal vers l'extérieur). Lorsque le courant augmente au-dessus du seuil, l'émission stimulée apparaît : tous les porteurs injectés se recombinent par effet stimulée. Cela se traduit par une certaine directivité du rayonnement dans la direction perpendiculaire aux faces de la cavité et par une augmentation brutale de la puissance lumineuse émise par la diode laser. Nous pouvons mesurer ce courant de seuil au niveau du fort coude de la caractéristique puissance-courant du laser présentée sur la (Figure II-1). Le courant de seuil marque la séparation entre un fonctionnement dominé par l'émission spontanée et un fonctionnement dominé par l'émission stimulée

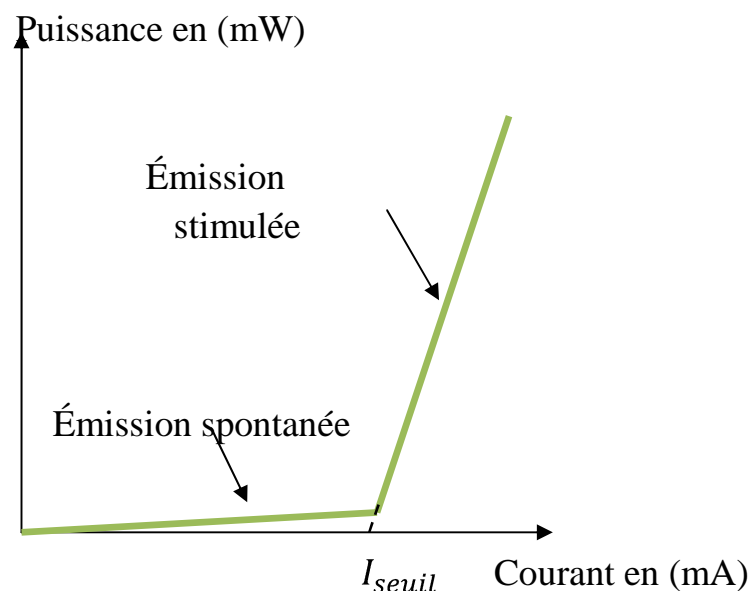


Figure II-1 : Caractéristique puissance-courant d'un laser

II-1-A La puissance optique émise

La puissance d'une diode laser dépend du courant de la jonction. La variation de la puissance lumineuse en fonction du courant permet de mettre en évidence l'existence d'un courant seuil. Lorsque le courant augmente au-dessus du seuil, l'émission stimulée apparaît : tous les porteurs injectés en supplément subissent une recombinaison stimulée. Le courant de seuil marque la séparation entre un fonctionnement dominé par l'émission spontanée et un fonctionnement dominé

par l'émission stimulée. La puissance émise par le laser se calcule alors de la façon suivante [2] :

$$P = \eta(I - I_s) \quad , \quad I > I_s \quad (\text{II-1})$$

$$\text{et } P = 0 \text{ pour } I < I_s \quad (\text{II-2})$$

où I est le courant injecté au laser, I_s le courant de seuil du laser et η est le rendement du laser (égal à la pente de la zone émission stimulée, (Figure II.1)).

Les effets thermiques sont également présents au niveau du seuil, et peuvent avoir des effets destructeurs à long terme. Pour en prendre conscience, il faut comparer la puissance thermique dissipée par effet Joule, la puissance optique, et la puissance totale fournie électriquement.

$$P_{\text{électrique}} = P_{\text{optique}} + P_{\text{thermique}}$$

Partout où la puissance optique est faible la puissance totale est dissipée par effet Joule et peut provoquer la destruction de la diode. C'est notamment le cas en dessous du seuil ; La puissance optique est nulle et toute l'énergie électrique est transformée en chaleur. À noter qu'une augmentation de la température induit l'augmentation du courant de seuil et la diminution de l'efficacité de conversion. La température induit un deuxième effet sur les caractéristiques du composant : la longueur d'onde émise augmente d'environ 0,1 nm/°C (ce qui correspond à un décalage de la fréquence optique de l'ordre de 10 GHz pour la fenêtre à 1,5 μm). C'est la raison pour laquelle les DLs ne sont jamais modulées au voisinage du seuil.

II-2 Modulation directe d'une DL

La méthode consiste à faire varier le courant de la source. Il en résulte une variation proportionnelle de la puissance émise qui suit le signal modulateur à condition d'utiliser la partie linéaire de la caractéristique $P_{\text{opt}} = f(I)$ du laser (Figure I-2).

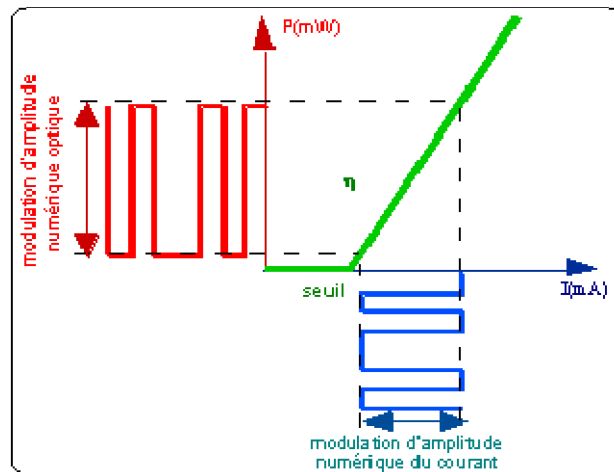


Figure II-2 : modulation directe d'une diode laser

Cette solution de modulation directe requiert assez peu de composants. Un laser, un générateur de courant et un circuit de commande ou driver (Figure I-3). Le rôle du circuit de commande est de commander la source optique au niveau des puissances émises (en fixant les valeurs du courant d'alimentation). Pour cela, il modifie les niveaux du courant issus du générateur.

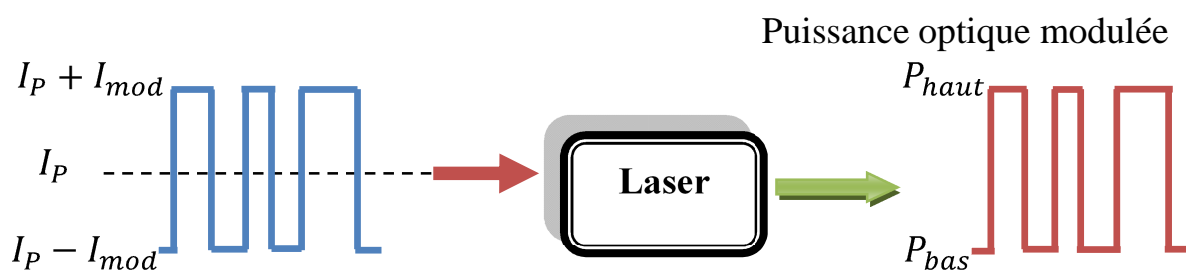


Figure II-3 : synthèse de la modulation directe

Pour un bon fonctionnement du laser, il est fortement conseillé de rester en fonctionnement continu, c'est-à-dire conserver en permanence une polarisation (I_P) au dessus du courant de seuil du laser. En effet, avoir un des niveaux de modulation ($I_P - I_{mod}$) en dessous du seuil signifie alterner un état allumé et un état éteint du laser (fonctionnement impulsionnel), alterner l'émission stimulée et l'émission spontanée. Or l'émission spontanée nécessite un temps de réponse de plusieurs nanosecondes et limite donc le débit de transmission [2].

L'intérêt des modulations optiques repose sur la grande capacité potentielle d'informations. Cette capacité ne peut être exploitée que si la modulation de la source peut être faite rapidement. La modulation engendre pour le haut débit

certaines dégradations sur le signal optique modulé. D'une part le temps de remplissage et de vidage de la cavité résonante du laser, limite le temps de réponse du composant. D'autre part, la modulation directe s'accompagne inévitablement d'une modulation de fréquence (chirp)

II-2-A Les différents types de modulation d'une DL

1. Modulation en larges signaux : Le signal électrique modulant varie entre deux valeurs dont l'une est en dessous du seuil, et l'autre au-dessus. Dans ce cas, un front montant permet au laser de passer d'un point de fonctionnement en dessous du seuil, à un point de fonctionnement au-dessus. Dans cette approche, le laser est simplement éteint (en dessous du seuil) et allumé (au-dessus du seuil). En-dessous du seuil, le mécanisme prépondérant est l'émission spontanée avec un temps de réponse τ_s . Ce mode de modulation n'est donc pas rapide et le temps de réponse n'est pas meilleur que celui d'une LED. Ce type de modulation n'est pas utilisé en télécommunication, à cause du faible temps de réponse (petit débit de transmission), Mais aussi pour des raisons spectrales (Figure II-4-a) [3].
2. Modulation en petits signaux : Le signal de modulation est dans ce cas la somme d'un signal continu qui polarise la Diode laser au-dessus du seuil et d'un signal modulant de faible amplitude de sorte qu'à aucun moment le laser ne fonctionne au voisinage du seuil. Ce mode de modulation permet donc de franchir la limite imposée par l'émission spontanée. Cette technique fournit les plus faibles temps de réponse et les meilleures bandes passantes (Figure II-4-b).
3. Modulation rapide : Le dernier type de modulation est en fait une variante de la modulation en petits signaux avec des amplitudes de modulation supérieures et des fronts raides. Les fronts raides permettent l'excitation des fréquences de relaxation et la bande passante peut alors être étendue jusqu'à plusieurs GHz. Lors d'un front montant du signal de modulation, les oscillations de relaxation sont excitées et la réponse du laser s'accroît. Le terme d'amortissement doit être le plus faible possible afin que les oscillations s'amortissent rapidement. La vitesse de réponse du laser peut s'accroître encore par injection optique ou par contre réaction optique (Figure II-4-c).

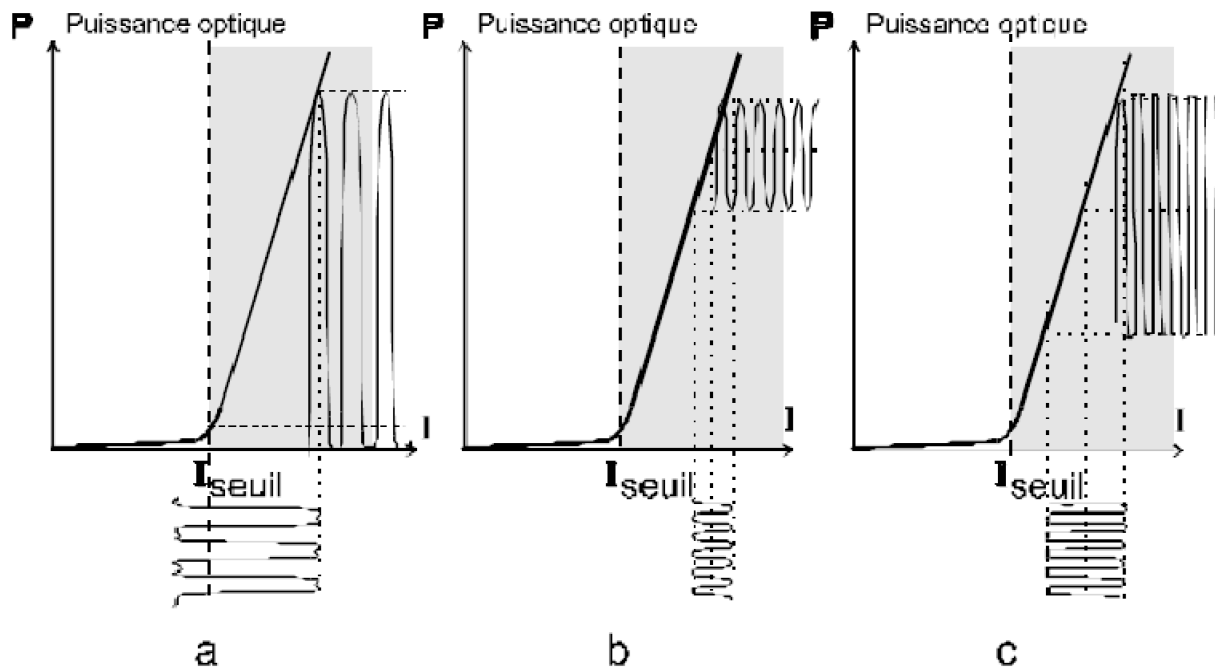


Figure II-4 : les différents types de modulation d'une DL, a : modulation large ; b : modulation en petits signaux ; c : modulation par codage des impulsions.

II-2-B Réponse à un échelon de courant

Prenons l'exemple des systèmes réels de télécommunications numériques par fibres optiques. La modulation du courant est constituée de signaux binaires, pour lesquels la puissance optique et donc le courant de polarisation doivent commuter brusquement entre un niveau bas et un niveau haut. De ce fait, la compréhension de la réponse transitoire est particulièrement importante.

Les éléments parasites tels que la capacité de la charge d'espace de la jonction provoquent un retard de l'injection des porteurs et, de ce fait, de l'émission de la lumière d'une source à semi-conducteur. Lorsqu'un laser à semi-conducteur est soumis à un échelon de courant, l'émission de la lumière suit l'envoi du courant avec un certain retard qui peut aller jusqu'à quelques nanosecondes si le courant part de zéro.

La relation simplifiée suivante donne le retard τ_d en fonction du temps de vie d'émission spontanée τ_{sp} , du courant de seuil I_0 , du courant au niveau bas I_b et au niveau haut I_h de l'échelon de courant [1] :

$$\tau_d = \tau_{sp} \ln \frac{I_h - I_b}{I_h - I_0} \quad (\text{I-3})$$

Ce retard traduit le fait que l'émission stimulée n'a pas lieu tant que la concentration de porteurs n'atteint pas sa valeur de seuil. Ce retard est réduit à 100 ps en partant d'un niveau bas de courant légèrement supérieur (environ 5 %) au courant de seuil : c'est ce qui est désigné par le terme de pré-polarisation. Notons que ce retard est utilisé pour mesurer le temps de vie d'émission spontanée τ_{sp} , connaissant les valeurs de I_h , I_b et I_0 . Ce retard est suivi d'oscillations de relaxation de même origine que la résonance fondamentale : la population d'électrons et celle de photons oscillent avant d'atteindre l'état stationnaire d'autant plus brutalement (résonance aiguë) que leur temps de vie respectif est différent (1 ps pour les photons et 1 ns pour les électrons). En effet, la population de porteurs commence à croître après l'établissement du courant et éventuellement dépasse son niveau de seuil ou niveau stationnaire. Lorsqu'elle le dépasse, l'excès de gain correspond à une accumulation d'énergie dans les lasers qui est restituée brutalement sous forme de photons. Le nombre de photons augmente et dépasse sa valeur stationnaire. La densité de photons suit ce mouvement et le processus se répète en s'amortissant. L'état stationnaire est atteint au bout d'une dizaine de nanosecondes selon l'amortissement lié au facteur de compression du gain. Au cours de ces oscillations de relaxation, la puissance est distribuée entre les différents modes longitudinaux. L'enveloppe spectrale est large pendant les premières périodes des oscillations et ressemble à l'enveloppe spectrale près du seuil. Elle est beaucoup plus étroite lorsque l'état stationnaire est atteint. Cet état stationnaire est atteint en 2 à 3 ns pour un laser à cavité perot-Fabry, en 10 ps pour un laser DFB.

Ainsi le spectre optique ne sera pas du tout le même à la fin d'une longue suite de « 1 » en code non retour à zéro NRZ (spectre optique étroit de l'état stationnaire) qu'un code retour à zéro RZ où le spectre sera aussi large qu'au débit de la séquence.

II-2-C Formats de modulation numérique

Le signal optique contenant les données peut avoir des caractéristiques diverses selon le type et les paramètres de modulation. Les formats de modulation constituent un sujet de recherche important pour les transmissions à haut débit puisque la forme physique du signal doit être adaptée pour d'une part, mieux contrecarrer les effets physiques de la propagation et pour d'autre part, augmenter la densité spectrale d'information. Les deux formats de modulation

les plus couramment utilisés sont des formats à modulation d'amplitude du signal optique, ce sont : le format NRZ pour Non-retour à Zéro, c'est-à-dire que l'amplitude de l'enveloppe ne revient pas au niveau bas entre deux symboles « 1 » (Figure II-5-a), et le format RZ pour Retour à Zéro où l'on revient au niveau bas entre deux symboles « 1 » (Figure II-5-b). Le format RZ est généralement obtenu par une surmodulation du format NRZ, à la fréquence du débit. Le format de modulation RZ subit des pénalités de transmission supérieures à celles que subirait le format NRZ. Ceci est dû à l'étendue spectrale plus grande des canaux modulés au format RZ par rapport aux canaux modulés au format NRZ. Dans le format de la modulation NRZ le « 1 » logique est codé par un niveau haut et le « 0 » par niveau bas pendant toute la durée du temps d'information T_{bit} , mais dans le cas du RZ le « 1 » codé par la présence d'une impulsion et le « 0 » par son absence.

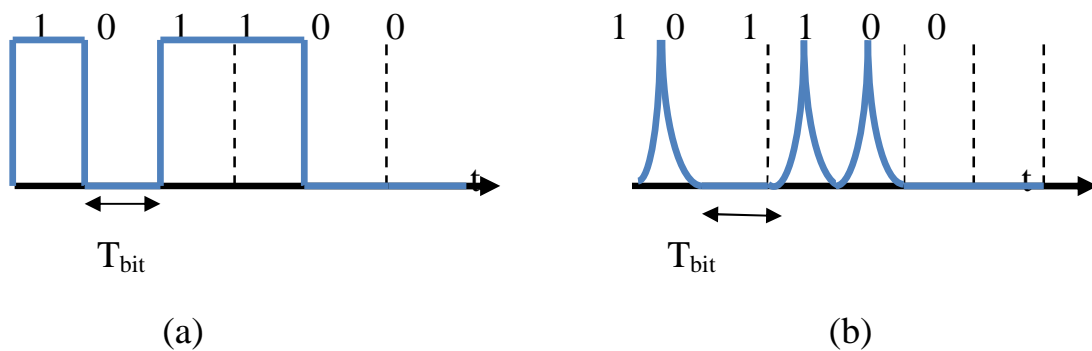


Figure (II-5) : les différents types de formats de modulation numérique, (a) Format NRZ (b) format RZ

II-3 Modulation d'amplitude ou d'intensité

La modulation du courant qui traverse le laser entraîne directement la modulation de la lumière émise soit en intensité, soit en fréquence optique. La modélisation des interactions entre les populations de photons et de porteurs par les équations appelées "équations d'évolution" permet d'expliquer un certain nombre de propriétés de cette modulation [1].

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{n(t)}{\tau_{sp}} - V_g g(t) s(t) \quad (\text{II-4})$$

$$\frac{ds(t)}{dt} = \Gamma V_g g(t) s(t) - \frac{s(t)}{\tau_{ph}} + \Gamma \beta \frac{n(t)}{\tau_{sp}} \quad (\text{II-5})$$

$$\text{Avec} \quad \tau_{ph} = \frac{1}{V_g(\alpha_m + \alpha)} \quad (\text{II-6})$$

Les équations (II-4) et (II-5) s'interprètent de la façon suivante : par unité de temps, la densité de porteurs N qui disparaît par émission spontanée (τ_{sp} est le de vie d'émission spontanée) ou par émission stimulée (terme en $g(t)s(t)$) est compensé par l'injection de courant I (e le charge de l'électron, V le volume actif, V/Γ le volume des modes longitudinaux; g est le gain et s est la densité de photons dans les modes). Dans la seconde équation, la densité de photons dans l'ensemble des modes croît par suite de l'émission stimulée (terme en $g(t)s(t)$) et d'une fraction β de l'émission spontanée (terme $\Gamma\beta n(t)/\tau_{sp}$) mais disparaît par suite des pertes internes α et des pertes par les miroirs α_m (α_{ph} est le temps de vie des photons qui tient compte de ces deux termes de pertes)

La résolution de ce système d'équations non linéaire (car g dépend de n) couplées permet de mettre en évidence une fréquence de résonance fondamentale f_R et un facteur d'amortissement γ , comme dans le filtre de seconde ordre.

La réponse optique du laser $\frac{\Delta P}{\Delta I}$ (P étant la puissance émise par le laser, proportionnelle à la densité de photons s) en fonction de la fréquence f à un courant modulé sinusoidalement en petit signal autour d'une valeur du courant de polarisation s'obtient en linéarisant ces équations d'évolution. On obtient l'expression suivante :

$$\frac{\Delta P}{\Delta I} = (\eta_D) \frac{h\nu}{2e} H(f) \quad (\text{II-7})$$

L'amplitude de la réponse se présente donc sous la forme décrite par la (figure II-6) : un palier aux fréquences basses, suivi d'un pic de résonance dans la domaine des gigahertz, puis une chute brusque.

CP réponse du circuit parasite
 RI réponse intrinsèque
 RT réponse totale

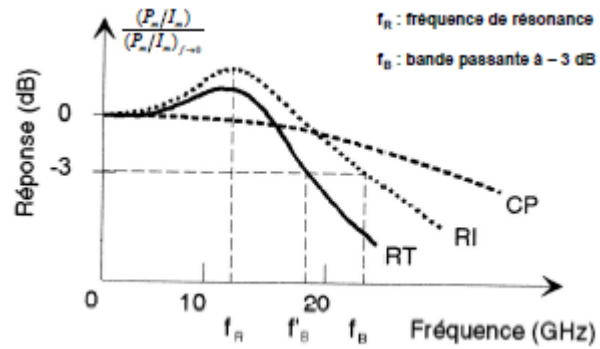


Figure II-6 : réponse à une modulation d’amplitude en faible signal.

La valeur de la fréquence de résonance f_R dépend essentiellement des propriétés du matériau et des dimensions de la cavité tandis que l’amortissement dépend fortement du facteur de compression du gain. Le carré de fréquence de résonance et l’amortissement croissent linéairement avec le courant de polarisation I (I_0 le courant du seuil) [1]

$$f_R^2 = \frac{1}{4\pi^2} \times \frac{V_g \Gamma a}{eV} (I - I_0) \tag{II-8}$$

$$\gamma = \frac{\epsilon}{2\pi eV} (I - I_0) \tag{II-9}$$

où e est la charge de l’électron et V le volume actif.

La bande de modulation, définie par la fréquence f_B pour laquelle le carré de l’amplitude de la réponse en modulation chute de 3dB par rapport à sa valeur en basse fréquence, dépasse f_R dans les conditions idéales. Voisine de la fréquence de résonance pour les faibles valeurs du courant de polarisation, elle est liée à l’amortissement pour les fortes valeurs.

Il existe donc une bande théorique optimale qui s’exprime en fonction de f_R et de γ par la relation [1]: $f_{Bmax} = \sqrt{2} \frac{f_R^2}{\gamma}$ (II-10)

II-4 Modulation de fréquence ou de longueur d’onde

La modulation d’intensité ou d’amplitude entraine la modulation de la fréquence optique ou de la longueur d’onde d’émission de chaque mode longitudinale. En effet les variations du courant provoquent des variations de la densité de porteurs qui provoquent elles-mêmes des variations de la partie réelle de l’indice de réfraction. Or la longueur d’onde d’émission (fréquence optique) est liée à

l'indice de réfraction, comme nous l'avons vu dans la relation (II-11). Une variation Δn de l'indice entraîne des variations $\Delta \lambda$ de longueur d'onde et $\Delta \nu$ de la fréquence optique. Dans le cas des guides optiques construits dans un matériau dispersif, qui constitue la zone active d'un laser à semi-conducteur, la variation de fréquence s'écrit [1]:

$$\Delta \nu = -\frac{c}{\lambda^2} \Delta \lambda = -\frac{c}{\lambda} \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} \quad (\text{II-11})$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé tenant compte de la dispersion. De ce fait, la modulation du courant entraîne la modulation de la longueur d'onde d'émission.

Cependant il faut ajouter que, aux basses fréquences, par suite de l'échauffement du matériau, la modulation du courant provoque une modulation de la température et donc de l'indice de réfraction et de la fréquence optique.

Cette propriété de modulation de la fréquence par simple modulation du courant peut trouver son application dans les systèmes de transmission à longue distance. Le laser est modulé en fréquence par modulation du courant d'injection, et la modulation de fréquence est ensuite convertie en modulation d'amplitude.

Mais dans beaucoup de cas, ce phénomène appelé aussi « élargissement dynamique de la raie » constitue un inconvénient. Combiné à la dispersion chromatique des fibres, il dégrade d'une manière très importante les performances des systèmes de télécommunication.

Ce facteur a des conséquences très importantes sur la déformation de l'impulsion au cours de la propagation.

II-5 Élargissement de la raie

Dans le cas des cavités Fabry-Pérot passive, la largeur de raie des pics de transmission est f fois plus faible que l'intervalle spectral libre. En fait pour les lasers (cavité Fabry-Pérot active en raison de l'émission stimulée) la largeur de raie est beaucoup plus faible [3]. L'émission stimulée provoque une compétition de mode, et il y a "sélection" d'une fréquence. Les photons stimulés tendent à "resserrer" la largeur de raie alors que les photons spontanés tendent à l'élargir. Cet élargissement est proportionnel au nombre $1/\tau_s$ de photons spontanés, et le

resserrement est proportionnel au nombre $1/\tau_{ph}$ de photon stimulé. Globalement, la largeur de raie d'une cavité Fabry-Pérot active est τ_s/τ_{ph} plus fine que celle d'une cavité Fabry-Pérot passive, soit :

$$\delta\nu = \Delta\nu \frac{1}{f} \frac{\tau_{sp}}{\tau_{ph}} \quad (\text{II-12})$$

II-6 Bruit des lasers à semi-conducteur

Un laser à semi-conducteur constitue un générateur de fréquences optiques particulièrement imparfait et affecté par des bruits d'amplitude ou d'intensité et des bruits de fréquence ou de phase, même lorsque le laser est polarisé en continu d'une façon très stable. Ces fluctuations imposent une limite ultime aux performances de n'importe quel système optique de communications. L'origine de ces fluctuations est à chercher d'abord dans l'émission spontanée puis dans la nature discrète des processus d'émission et d'absorption de photons et des processus de génération et de recombinaison des porteurs (figure I-) [1].

Ce bruit est provoqué notamment par l'émission spontanée dans la diode laser.

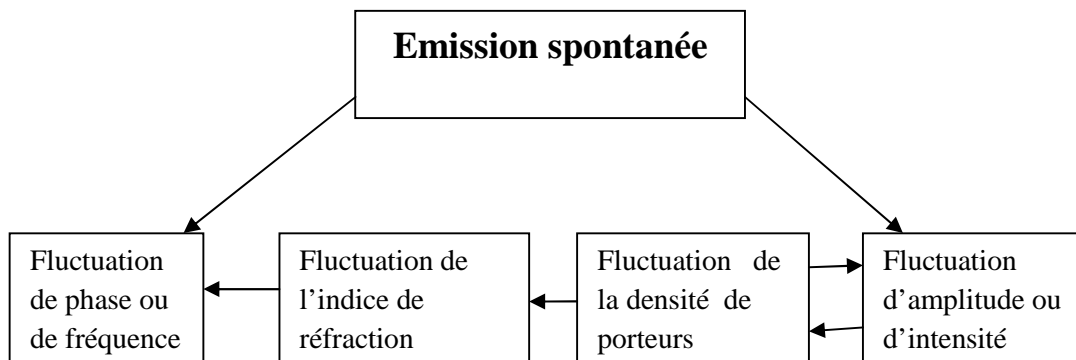


Figure II-7: schéma des bruits dans un laser à semi-conducteur.

II-6-A Bruit d'amplitude ou d'intensité

On caractérise le bruit d'intensité à une certaine fréquence par le *rin* (*relative intensity noise*) définie par le rapport entre la densité spectrale des fluctuations de la puissance optique et le carré de cette puissance.

$$rin(f) = \frac{\langle \Delta P^2(f) \rangle}{P^2} \quad (\text{II-13})$$

$rin(f)$ s'exprime en secondes. On utilise habituellement la quantité $RIN(f)$ définie par :

$$RIN(f) = 10 \log (rin(f)). \quad (\text{II-14})$$

Comme le $rin(f)$ représente la puissance relative (sans dimension) continue dans 1Hz de bande, $RIN(f)$, qui est l'expression en décibels de $rin(f)$, s'exprime en décibels dans 1Hz de bande que l'on note dB/Hz.

Un laser est souvent caractérisé par une valeur de RIN moyenne pour une bande de fréquences donnée. Sa forme dépend également du courant de polarisation. Le maximum du bruit d'intensité se situe au seuil, indiquant le changement des propriétés de la lumière émise par le laser lorsque l'émission stimulée l'emporte sur l'émission spontanée.

II-6-B Bruit de fréquence ou de phase (largeur de raie)

la phase du champ optique affectée, de même façon que son intensité, les fluctuations de phase entraînent des fluctuations de fréquence et se manifestent par une largeur de raie non nulle. L'émission stimulée provoque une compétition de mode, et il y a "sélection" d'une fréquence. Les photons stimulés tendent à "resserrer" la largeur de raie alors que les photons spontanés tendent à l'élargir. Cet élargissement est proportionnel au nombre $1/\tau_s$ de photons spontanés, et le resserrement est proportionnel au nombre $1/\tau_{ph}$ de photon stimulé. Globalement, la largeur de raie d'une cavité Fabry-Pérot active est τ_s/τ_{ph} plus fine que celle d'une cavité Fabry-Pérot passive, soit :

$$\delta\nu = \nu \frac{1}{f} \frac{\tau_s}{\tau_{ph}} \quad (\text{II-15})$$

II-7 La fiabilité

La fiabilité est un paramètre clé pour l'utilisation des émetteurs à semi-conducteur. D'une façon générale ces composants ont une durée de vie compatible avec une utilisation dans les systèmes de télécommunication par fibre optique [1].

Le tableau II-1 rassemble les critères de fiabilité requis dans les différents systèmes de transmission (DEL : diode électroluminescente, DL : diode laser)

Système	Conditions de fonctionnement	Fiabilité demandée	sources
Réseaux locaux boucles d'abonnés courtes distances à bas débit	0 à 85°C	grande	DEL DL
Systèmes terrestres à longue distance et à haut débit	En dessous de 50°C	Assez grande supérieure à 10 ans	DL
Systèmes sous-marins longue distance à bas débit	Environ 10°C	Très grande supérieure à 25 ans	DL

Tableau II-1 : fiabilité requise pour les sources [1].

Les modes de dégradation, qui gouvernent le temps de vie, sont schématisés sur la figure II-8 donnant la puissance émise en fonction du temps lorsque le courant de polarisation est maintenu constant. Une dégradation rapide est caractérisée par la diminution significative de la puissance optique. Une dégradation catastrophique correspond à la mort du composant à la suite, par exemple, d'une impulsion de courant élevée provoque l'échauffement et la fusion du matériau près des faces clivées.

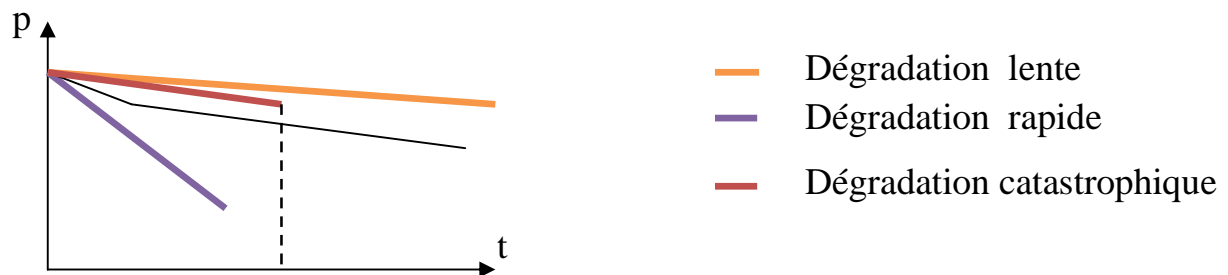


Figure II-8 : modes de dégradation des lasers à semi-conducteur.

Pour s'affranchir de ces phénomènes on a recours à la modulation externe.

Chapitre III

La modulation externe par effet électro-optique

III-1 introduction

La modulation externe consiste à graver les données électriques sur un signal optique continu en utilisant un modulateur. Ainsi, les défauts de la modulation directe qui sont liés au laser ne seront plus présents sur le signal optique. Le modulateur est commandé par une tension externe $v(t)$, modulée et représentative de l'information à transmettre. Cette tension appliquée au modulateur a pour propriété de modifier le facteur de transmission en intensité en sortie. Le signal optique continu émis par le laser alimenté par un courant constant est pur et peu dégradé. En traversant le modulateur, il subit les modifications du facteur de transmission et le signal de sortie se trouve modulé selon $v(t)$. Un driver est souvent présent entre les données et le modulateur afin de fixer les niveaux de $v(t)$ et choisir les modifications du facteur de transmission [2].

Les niveaux électriques des données codées (0 ou +1) ne conviennent pas aux modulateurs utilisés. Par exemple dans le cas où le modulateur externe utilisé est de type électro-absorbant (MEA), la caractéristique d'absorption ne fonctionne pas pour une tension de +1. Il convient donc de modifier les valeurs hautes et basses de la séquence des données codées. C'est le rôle du driver de modulateur. Nous considérerons un driver qui fera passer le niveau bas et le niveau haut sans perturber l'allure du signal (figure III-1).

La modulation externe par effet électro-optique est basée sur la modification de l'indice de réfraction sous l'effet d'un champ électrique. Ce phénomène est appelé effet électro-optique linéaire ou effet Pockels quand la variation d'indice est proportionnelle au champ appliqué et effet Kerr quand elle est proportionnelle au carré du champ. Ces phénomènes sont dus à un déplacement du centre de gravité des charges électriques positives et celui des charges négatives qui composent les atomes du matériau placé dans un champ électrique. Les atomes, ou les molécules suivant les cas, acquièrent ainsi un moment dipolaire \mathbf{P} par unité de volume. La relation entre le champ électrique \vec{E} et \mathbf{P} est de nature tensorielle où interviennent des termes non-linéaires. Le matériau le plus utilisé pour la réalisation de ce type de modulateur est le niobate de lithium (LiNbO_3) en raison de son fort effet électro-optique à 1.3 μm et 1.5 μm . Cependant l'effet électro-optique n'étant que la variation par le champ électrique appliqué, il ne fait varier que la phase de l'onde optique guidée. Cette variation de phase doit être transformée en variation de puissance optique.

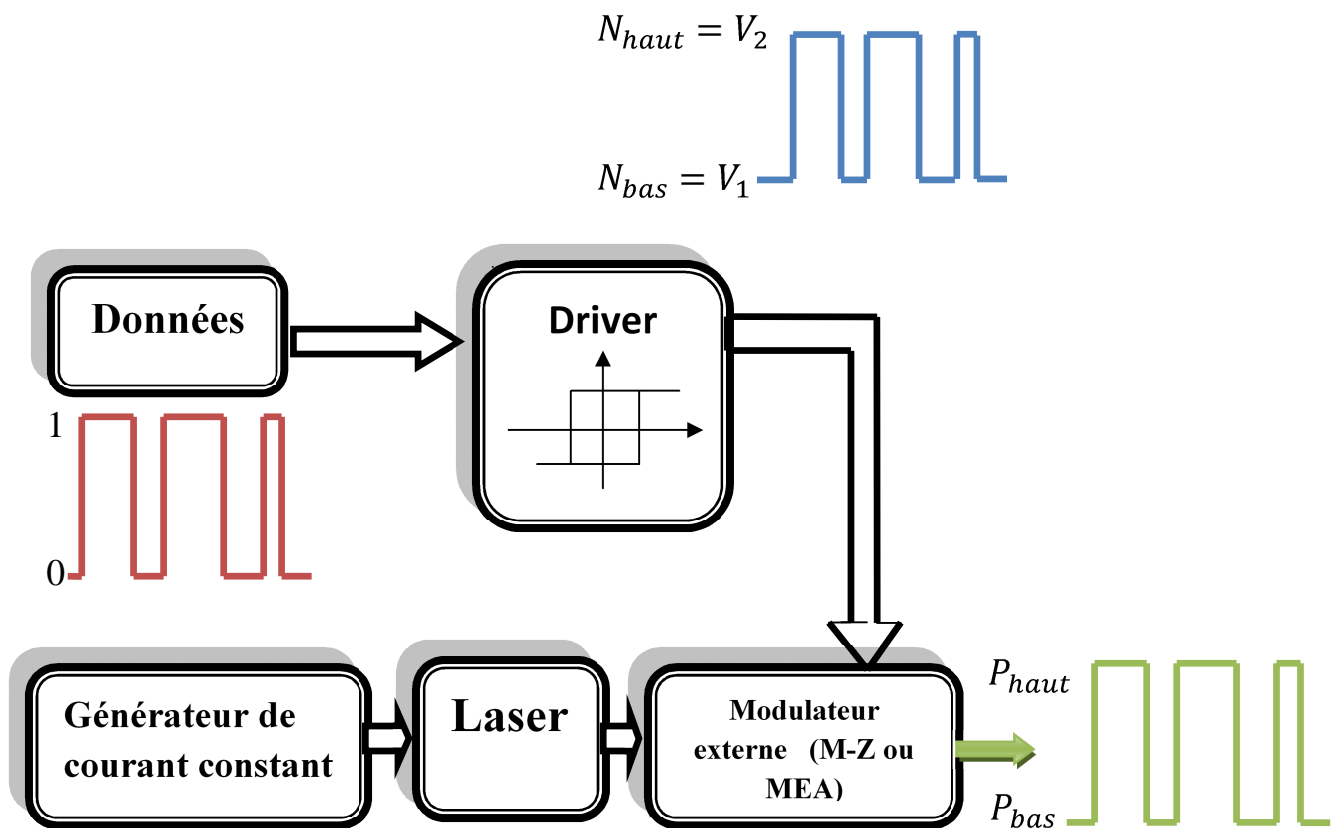


Figure III-1 : synoptique de la modulation externe

III-2 L'effet électro-optique

L'effet électro-optique est une action externe : des propriétés réfractives d'un milieu, induit par un champ électrique, magnétique ou acoustique. L'effet dans les cristaux est causé par un déplacement du réseau cristallin, résultant en une modification de la polarisabilité électronique (ou de l'indice de réfraction), ainsi qu'en une modification directe de la polarisabilité électronique sans déplacement du réseau cristallin. L'effet dans les liquides et les gaz est dû à l'altération des moments électriques existants dans les molécules polaires ou à la création de moments électriques dans les molécules non-polaires, suivie d'une orientation des molécules. Lorsque l'effet se trouve à être proportionnel au carré du champ électrique, il est connu sous le nom d'effet Kerr. Si l'effet est directement proportionnel au champ électrique, il se nomme effet Pockels. L'effet Kerr peut être observé dans les gaz, les liquides et les solides, alors que l'effet Pockels ne se produit que dans les cristaux. On a observé ces deux effets dans le niobate de tantalate de potassium; dans ce matériau, l'effet Kerr se produit au-delà de la température de Curie alors que l'effet Pockels se produit en deçà de cette température. Pour que l'on puisse observer l'effet Kerr dans un cristal, ce cristal doit avoir un centre de symétrie. Seuls les cristaux qui ne possèdent pas de centre de symétrie présentent l'effet Pockels. 21 des 32 classes de symétrie cristalline ne contiennent pas de centres de symétrie, et parmi ces 21, 20 peuvent présenter l'effet Pockels. Ce sont ces mêmes 20 classes de symétrie qui sont piézo-électriques. Un milieu qui subit une modification d'indice de réfraction en présence d'un champ électrique peut être utilisé dans un modulateur électro-optique de type à retard. Le fonctionnement d'un modulateur est basé sur un retard de phase relatif qui se produit entre deux composantes polarisées d'un faisceau incident linéairement polarisé. Dans l'effet Pockels l'axe de polarisation du faisceau incident le long duquel se produit le retard est perpendiculaire au champ électrique appliqué, tandis que dans l'effet Kerr l'axe et le champ électrique sont parallèles. Les deux composantes du faisceau incident polarisé le long des axes électro-optiques appropriés du milieu sont soumises à des indices de réfraction différents et, par conséquent, se propagent dans le milieu à des vitesses différentes. Le retard de phase relatif $\Delta\varphi$ entre ces deux composantes alors qu'elles émergent du milieu est donné par la relation

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n \quad (\text{III-1})$$

où φ s'exprime en radians, λ_0 est la longueur d'onde de la lumière dans le vide, L est la longueur du trajet optique de la lumière dans le milieu, et Δn est la biréfringence induite ou la différence entre les indices de réfraction des deux composantes du faisceau lumineux. Un champ électrique variant dans le temps appliqué à un matériau électro-optique provoque une variation dans le temps de la biréfringence induite Δn . Les variations de $\Delta\varphi$ résultant de modifications électro-optiques de la quantité Δn provoquent une modulation de phase du faisceau incident. Si on fait passer le faisceau émergent à travers un polarisateur linéaire dont la direction optimale est perpendiculaire à celle de la polarisation du faisceau incident, une partie du faisceau émergent sera transmise. Son intensité I , relative à l'intensité incidente I_0 , est donnée par la relation

$$I = I_0 \sin^2 \left(\frac{\Delta\varphi}{2} \right) \quad (\text{III-2})$$

on suppose qu'il n'y a pas de pertes dans le matériau. Les variations de $\Delta\varphi$ provenant de l'effet électro-optique font par conséquent apparaître une modulation d'intensité du faisceau incident.

III-2-A Effet Pockels

L'effet Pockels repose sur la modification de la propagation d'une onde électromagnétique dans un cristal non centrosymétriques soumis à un champ électrique. Cette modification de la propagation de l'onde est consécutive à la variation des indices de réfraction du cristal proportionnellement au champ électrique appliqué puisque l'effet Pockels est un effet électro-optique linéaire. Ce changement d'indice induit par le champ électrique peut être décrit par la modification d'Ellipsoïde des indices

III-2-A-1 Méthode de l'indicatrice

L'étude de la modulation électro-optique, c'est-à-dire l'effet des champs électriques externes sur l'indice de réfraction est facilitée par l'utilisation de l'indicatrice.

L'approche consiste à décrire l'effet Pockels à l'aide de l'indicatrice.

- En l'absence de champ électrique appliqué

L'ellipsoïde des indices, permettant de déterminer l'indice de réfraction que l'onde électromagnétique rencontre suivant sa direction de propagation dans l'échantillon, est donné par l'équation :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (\text{III-3})$$

- L'application d'un champ électrique

L'effet électro-optique se manifeste en changeant des indices de réfraction sous l'effet d'un champ externe. Si x, y, z sont choisis parallèles aux axes principaux du cristal et si n_1, n_2 et n_3 sont les valeurs des indices principaux associés. La perturbation linéaire des coefficients due au champ électrique \vec{E} de composantes \vec{E}_j se traduit par la déformation de l'ellipsoïde d'indices et l'indicatrice sera généralement représentée par l'équation suivante :

$$a_{11}x^2 + a_{22}y^2 + a_{33}z^2 + 2a_{23}yz + 2a_{31}zx + 2a_{12}xy = 1 \quad (\text{III-4})$$

En enlevant le champ externe ($E = 0$) on doit retrouver l'ellipsoïde initial :

$$a_{11} = \frac{1}{n_x^2} ; \quad a_{22} = \frac{1}{n_y^2} ; \quad a_{33} = \frac{1}{n_z^2} ; \quad a_{23} = 0 ; \quad a_{13} = 0 ; \\ a_{12} = 0 ;$$

Si on fait la différence des deux cas ($E = 0$ et $E \neq 0$) on doit avoir la relation Linéaire suivante :

$$\begin{bmatrix} a_{11} - \frac{1}{n_x^2} \\ a_{22} - \frac{1}{n_y^2} \\ a_{33} - \frac{1}{n_z^2} \\ a_{23} \\ a_{13} \\ a_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (\text{III-5})$$

Qu'on exprime aussi sous la forme

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j$$

La matrice 6x3 des coefficients r_{ij} s'appelle le tenseur électro-optique. Les coefficients eux-mêmes sont les constantes électro-optiques ou de Pockels. Cette relation exprime le fait que la déformation de l'ellipsoïde est causée par le champ externe.

III-2-A-2 Exemple 1 : l'effet Pockels dans le KDP

L'effet Pockels dans les cristaux du type XH_2PO_4 (par exemple, KH_2PO_4 (KDP)) communément utilisés comme modulateurs électro-optiques linéaires.

le cristal est de symétrie $\underline{4}2m$ et son tenseur électro-optique prend la forme suivante avec $r_{52} = r_{41}$:

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix} \quad (\text{III-6})$$

Les cristaux sont naturellement uniaxes (indices n_e et n_o). ils deviennent biaxes en présence d'un champ électrique \vec{E} de composantes E_x, E_y, E_z . D'après ce qui précède, le nouvel ellipsoïde des indices s'écrit:

$$\frac{x^2+y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_zxy + 2r_{41}(E_xyz + E_yxz) = 1 \quad (\text{III-7})$$

quand \vec{E} est parallèle à Oz, Les directions des nouveaux axes optiques et les nouveaux principaux indices de réfraction peuvent être déterminés par la rotation des axes originaux, pour Les faire coïncider avec ceux de l'ellipsoïde d'indice déformé. C'est-à-dire que L'ellipsoïde d'indice peut se réécrire de la façon suivante :

$$\left(\frac{x'}{n_{x'}}\right)^2 + \left(\frac{y'}{n_{y'}}\right)^2 + \left(\frac{z'}{n_{z'}}\right)^2 = 1 \quad (\text{III-8})$$

où x', y', z' sont les nouveaux axes de coordonnées (axes électro-optiques) et $n_{x'}, n_{y'}, n_{z'}$ Sont les nouveaux indices de réfraction. Pour le champ électrique

Dans la direction des z ($E_z = E$; $E_x = E_y = 0$), où l'axe z' coïncide avec l'axe z ($z = z'$), tandis que les axes x' et y' , subissent une rotation de 45° par rapport aux axes x et y

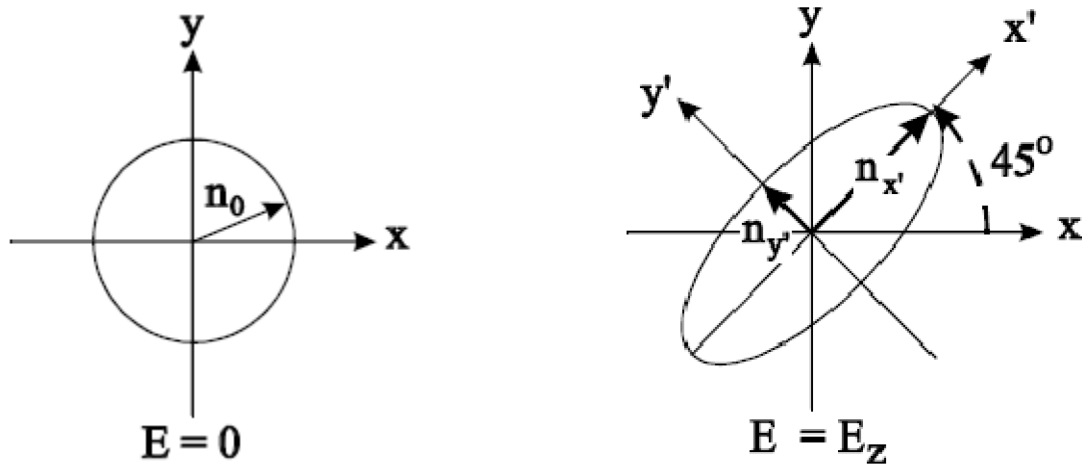


Figure III-2 : Ellipse formée par le plan $z = 0$ et l'ellipsoïde d'indice dans un Cristal de symétrie $\bar{4}2m$ avec $E = E_z$

$$z = z' \tag{III-9}$$

$$x = x' \cos 45^\circ + y' \sin 45^\circ = (x' / \sqrt{2}) + (y' / \sqrt{2}) \tag{III-10}$$

$$y = -x' \sin 45^\circ + y' \cos 45^\circ = (-x' / \sqrt{2}) + (y' / \sqrt{2}) \tag{III-11}$$

$$\begin{aligned} x^2 &= (x'^2/2) + (y'^2/2) + x' y' \\ y^2 &= (x'^2/2) + (y'^2/2) - x' y' \\ x y &= (-x'^2/2) + (-x' y'/2) + (x' y'/2) + (y'^2/2) \end{aligned}$$

Donc

$$\frac{1}{n_0^2} (x'^2 + y'^2) + \frac{z'^2}{n_e^2} + 2r_{63} E_z \left(-\frac{x'^2}{2} + \frac{y'^2}{2} \right) = 1$$

$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{63} E_z \right) x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} + r_{63} E_z \right) y'^2 + \frac{z'^2}{n_e^2} = 1$$

Selon l'axe x' :

$$\frac{1}{n_{x'}^2} = \frac{1}{n_0^2} - r_{63} E_z \tag{III-12}$$

Selon l'axe y' :

$$\frac{1}{n_{y'}^2} = \frac{1}{n_0^2} + r_{63} E_z \tag{III-13}$$

Selon l'axe z' :

$$n_{z'} = n_z = n_e \quad (\text{III-14})$$

en supposant que l'effet du champ est assez faible pour que $r_{63}E_z \ll \frac{1}{n_0^2}$.

$$n_{x'} = n_0^2 + \frac{1}{2}n_0^3r_{63}E_z \quad (\text{III-15})$$

$$n_{y'} = n_0^2 - \frac{1}{2}n_0^3r_{63}E_z \quad (\text{III-16})$$

$$n_{z'} = n_z = n_e$$

$$\Delta n = (n_{x'} - n_{y'}) = n_0^3r_{63}E_z \quad (\text{III-17})$$

donc le déphasage entre les polarisations ox' et oy' pour une longueur L du trajet optique de la lumière dans le milieu.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda} n_0^3r_{63}E_z \quad (\text{III-18})$$

III-3 Modulateur de phase ou d'amplitude

Nous avons vu à travers l'étude de l'effet Pockels que l'application d'un champ électrique sur un cristal se traduisant par des variations de phase peut être exploitée pour moduler directement en phase la lumière. La polarisation incidente est rendue parallèle à l'une des directions principales du cristal. le champ électrique appliqué module linéairement la phase de l'onde incidente traversant le cristal. On obtient en sortie du cristal un spectre d'ondes comportant les composantes spectrales $\omega_0 \pm n\Omega$, ω_0 étant la fréquence du laser et la fréquence de modulation. L'amplitude de l'onde à la fréquence $\omega_0 \pm n\Omega$ est proportionnelle à la fonction de Bessel d'ordre n : $j_n(2\pi/\lambda L \Delta n)$ [6]. Dans certaines configurations, le champ électrique agit différemment sur les deux polarisations linéaires passant à travers le cristal et de ce fait il peut induire un retard entre les deux polarisations qui dépend du champ électrique. Ceci permet de moduler l'amplitude de la lumière.

III-3-A En mode longitudinal

Une onde polarisée linéairement selon x' se propageant suivant z dans un cristal soumis à un champ parallèlement à z par l'intermédiaire d'électrodes transparentes polarisées à la tension V , subissait une modulation de phase. Si maintenant la lumière est polarisée selon y , on peut la décomposer en deux ondes de polarisation linéaire selon x' et y' ayant même amplitude et même phase. La traversée du cristal les déphase l'une par rapport à l'autre d'une valeur proportionnelle à V , mais indépendante de la longueur du cristal :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} V \quad (\text{III-19})$$

quand ce déphasage relatif est égal à π , ($V = V_\pi$), l'onde sort avec un état de polarisation linéaire. Si l'on fait passer cette onde à travers un analyseur par exemple croisé avec le polariseur d'entrée, alors l'amplitude de l'onde sera modulée.

$$I_T = I_0 \sin^2 \left(\frac{\pi V}{2V_\pi} \right) \quad (\text{III-20})$$

Avec

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2n_0^3 r_{63}} \quad (\text{III-21})$$

On note V_π la tension qu'il faut appliquer au cristal pour obtenir une lame 1/2 onde ($\Delta\varphi = \pi$) qui est indépendante de L .

Vers $0,6 \mu m$, V_π vaut environ 10 KV [6].

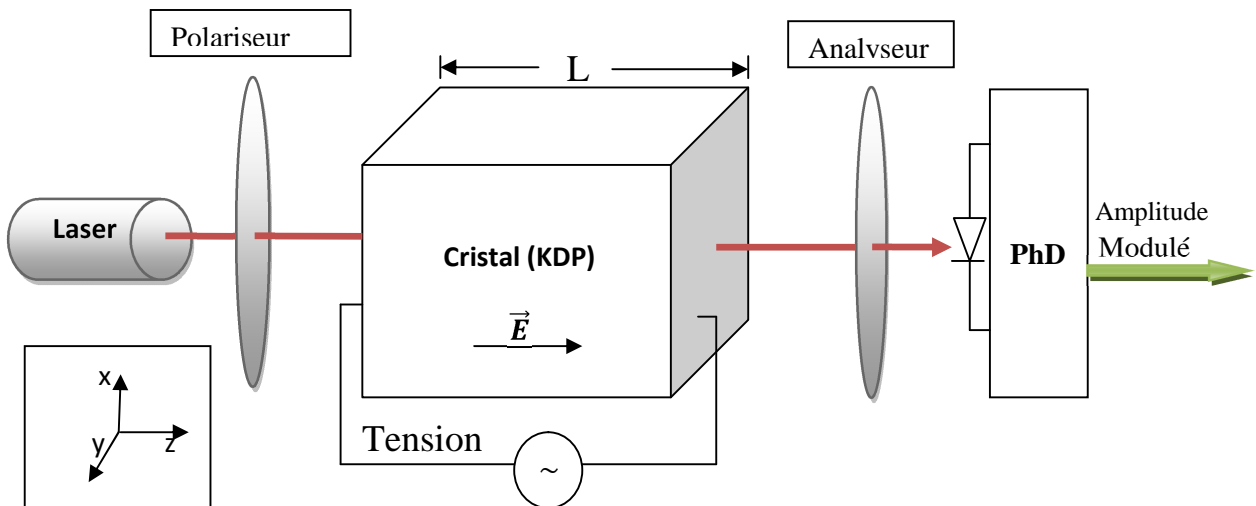


Figure III-3 : modulation d'amplitude

III-3-B En mode transverse

Il n'y a plus besoin d'électrodes transparentes comme dans la configuration longitudinale; le retard est cette fois fonction du rapport de la largeur sur la longueur du cristal. Ceci permet de réduire la tension demi-onde. Considérons la propagation selon y' d'une onde polarisée linéairement à 45° de x' dans un cristal ou le champ est appliqué selon z . il apparaît un déphasage $\Delta\varphi$ proportionnel à V :

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} \frac{L}{d} V \quad (\text{III-22})$$

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_0^3 r_{63}} \left(\frac{d}{L} \right) \quad (\text{III-23})$$

Un tel dispositif en configuration transverse requiert une tension de commande moindre.

Exemple : KD*P à $0,6 \mu m$ avec un rapport (d/L) de 0,1 à un $V_\pi < 700V$ [6].

❖ Choix de la configuration

Il faut noter que dans la configuration longitudinale la tension de commande est indépendante de la longueur du cristal; la configuration transverse permet d'abaisser de façon importante cette tension,

$$V_\pi^{TRANSVERS} = \frac{d}{L} V_\pi^{LONGITUDINAL} \quad (\text{III-24})$$

III-4 Montage de Sénarmont

Les méthodes interférométriques sont avantageusement utilisées lorsque la direction du champ appliqué n'entraîne pas de rotation de l'ellipsoïde des indices.

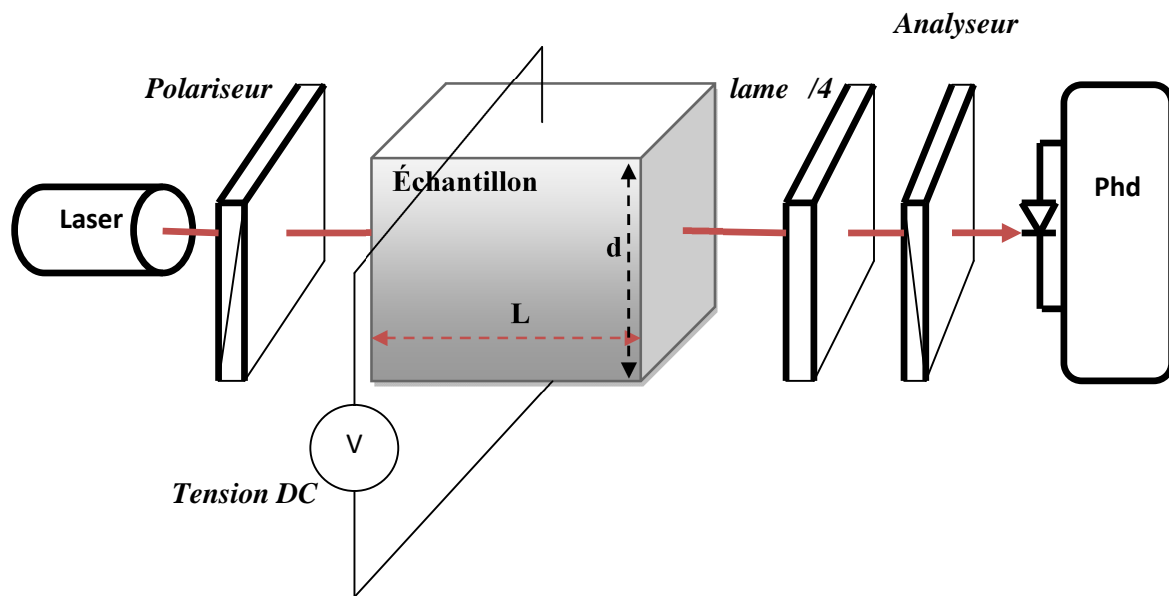
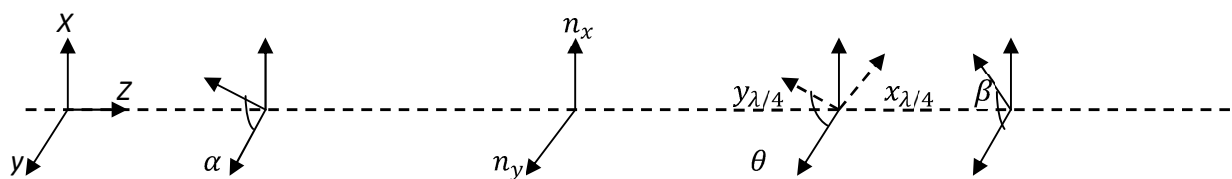


Figure III-2 : montage de Sénarmont



L'orientation de différents composants optiques utilisés.

L'état de polarisation de l'onde issue du polariseur et se propageant suivant (Oz) est représenté par le vecteur déplacement électrique $\vec{D}(z, t)$ contenu dans le plan d'onde (Oxy) et défini en notation complexe par :

$$\vec{D}_p(z, t) = \vec{D}_{op} e^{-j(\omega t - kz)} \tag{III-25}$$

Avec $K = nK_0 = \frac{\omega n}{c} = \frac{2\pi n}{\lambda}$ la norme du vecteur d'onde \vec{K} , n l'indice de réfraction du milieu, ω la pulsation et λ la longueur d'onde dans le vide. \vec{D}_{op} désigne l'amplitude complexe de l'onde. Par souci de simplicité, la notation utilisée pour représenter l'expression réelle du vecteur déplacement électrique associé est la même que la notation précédente :

$$\vec{D}_p = R_e(\vec{D}_{op} e^{-j(\omega t - kz)}) = R_e(\vec{D}_{op}) \cos(\omega t - kz)$$

L'intensité I_0 associée au champ est de même donnée par $I_0 = \vec{D}_{op} \vec{D}_{op}$. En considérant les composantes \vec{D}_{px} et \vec{D}_{py} en phase à la sortie du polariseur, l'amplitude complexe \vec{D}_{op} de l'onde issue du polariseur est donnée par :

$$\vec{D}_{op} = D_{px} \vec{u}_x + D_{py} \vec{u}_y = D_0 \cos \alpha \vec{u}_x + D_0 \sin \alpha \vec{u}_y \quad (\text{III-26})$$

On se propose d'utiliser le formalisme de Jones [Jones41, Huard93], qui va permettre le calcul de l'état de polarisation associé à la vibration transmise par la totalité du système, à partir des matrices de Jones associées aux différents éléments qui le composent. Le vecteur de Jones associé à l'onde issue du polariseur, dans la base du plan d'onde (\vec{u}_x, \vec{u}_y) , s'exprime ainsi par :

$$\vec{V}_p = D_0 \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix} = \vec{D}_{op} \quad (\text{III-27})$$

Par convention d'orientation, l'échantillon biréfringent d'épaisseur L est associé à deux modes propres de propagation dirigés suivant (ox) et (oy), correspondants à deux indices de réfraction n_x et n_y . La traversée de l'échantillon biréfringent induit un déphasage F entre les deux modes de propagation et l'état de polarisation de l'onde issue de l'échantillon est représenté par son vecteur de Jones \vec{V}_s défini dans la base (\vec{u}_x, \vec{u}_y) par :

$$\vec{V}_s = D_0 \begin{bmatrix} \cos \alpha e^{j\varphi_x} \\ \sin \alpha e^{j\varphi_y} \end{bmatrix} = \vec{D}_o e^{j\varphi_x} \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha e^{j\Delta\varphi} \end{bmatrix} \quad (\text{III-28})$$

Les quantités φ_x et φ_y correspondent aux déphasages induits suivant les axes (o x) et (o y):

$$\varphi_x = \frac{2\pi\delta_x}{\lambda}$$

$$\varphi_y = \frac{2\pi\delta_y}{\lambda}$$

$\Delta\varphi$ est finalement donné par : $\Delta\varphi = \varphi_x - \varphi_y$

$$\frac{2\pi L(n_x - n_y)}{\lambda}$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi L\Delta n}{\lambda}$$

Par identification avec l'équation (28), la matrice de Jones de l'échantillon biréfringent est alors définie dans la base (\vec{u}_x, \vec{u}_y) par :

$$\hat{R}_s = \begin{bmatrix} e^{j\varphi_x} & 0 \\ 0 & e^{j\varphi_y} \end{bmatrix} = e^{j\varphi_x} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{j\Delta\varphi} \end{bmatrix}$$

De sorte que l'état de polarisation à la sortie de l'échantillon s'exprime en fonction de l'état de polarisation incident par la relation matricielle suivante:

$$\vec{V}_s = \hat{R}_s \vec{V}_p$$

La lame quart d'onde a pour effet d'introduire une différence de marche $\delta = \lambda/4$ entre les rayons se propageant suivant ses axes propres (Ox'') et (Oy''). La différence de phase correspondante est alors égale à $\pi/2$. La matrice de Jones associée à la lame quart d'onde s'exprime dans son repère propre (\vec{u}_x, \vec{u}_y) par :

$$\hat{R}_{\lambda/4} = \begin{bmatrix} e^{j\varphi'_x} & 0 \\ 0 & e^{j\varphi'_y} \end{bmatrix} = e^{j\varphi'_x} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{j\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix}$$

Le terme de phase $e^{j\varphi'_x}$ est souvent omis dans cette expression du fait qu'il n'intervient pas dans le calcul de l'intensité transmise. Afin d'appliquer la matrice de Jones de la lame quart d'onde au vecteur \vec{V}_s représentant la polarisation issue de l'échantillon, il est nécessaire d'exprimer ce dernier dans la

base propre de la lame $\pi/4$. On effectue un changement de repère en utilisant la matrice de rotation \hat{R}_θ définie par:

$$\hat{R}_\theta = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (\text{III-29})$$

Avec $\theta = \pi/4$

Le rôle de l'analyseur est important. En effet, l'état de polarisation émergent est elliptique ou circulaire suivant la position du premier polariseur par rapport aux axes neutres du milieu biréfringent. Sans analyseur, la mesure de l'intensité transmise ne dépend alors pas du déphasage $\Delta\varphi$. Le rôle de celui-ci, placé en sortie du milieu biréfringent, est de sommer chacune des deux contributions déphasées et de les faire interférer. L'intensité transmise dépend alors du déphasage $\Delta\varphi$ entre les deux états de polarisation [7].

dans le cas de l'analyseur orienté d'un angle β par rapport à l'axe de référence (Oy), on définit la matrice \hat{P}_y , correspondant à la matrice de Jones d'un polariseur orienté selon cet axe, auquel on fait subir une rotation d'angle β . Sans prendre en compte le terme de phase dû à la propagation de l'onde dans l'épaisseur du polariseur, la matrice \hat{P}_y s'exprime dans la base (\vec{u}_x, \vec{u}_y) par :

$$\hat{p}_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

La matrice de Jones \hat{R}_A associée à l'analyseur faisant un angle β avec l'axe (O y) s'exprime alors par :

$$\hat{R}_A = \hat{R}_{-\beta} \hat{P}_y \hat{R}_\beta$$

avec \hat{R}_β , la matrice de rotation d'angle β , définie de façon similaire à l'équation (29). On obtient finalement l'expression de la matrice de Jones associée à l'analyseur et exprimée dans la base (\vec{u}_x, \vec{u}_y) :

$$\hat{R}_A = \begin{bmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin^2 \beta & \sin \beta \cos \beta \\ \sin \beta \cos \beta & \cos^2 \beta \end{bmatrix}$$

Le vecteur de Jones \hat{V}_T associé à l'état de polarisation de l'onde transmise par le montage expérimental s'exprime en fonction du vecteur \hat{V}_P associé à l'onde incidente sur l'échantillon par la relation matricielle suivante, exprimée dans la base (\vec{u}_x, \vec{u}_y) :

$$\hat{V}_T = [\hat{R}_A][\hat{R}_{-\theta}][\hat{R}_{\lambda/4}][\hat{R}_\theta][\hat{R}_S]\hat{V}_P \quad (\text{III-30})$$

le vecteur déplacement électrique en sortie du montage $\vec{D}_p(z, t)$ et l'intensité transmise sont alors donnés par :

$$\vec{D}_z(z, t) = \hat{V}_T e^{-j(\omega t - kz)}$$

et

$$I(\Delta\varphi, \beta) = \vec{V}_T^* \vec{V}_T$$

après développement du produit matriciel (30) et en remplaçant les angles α et θ par la valeur $\pi/4$, on montre que l'intensité transmise par le montage de Sénarmont peut finalement s'écrire :

$$I(\Delta\varphi, \beta) = \frac{I_0}{2} [1 - \sin(\Delta\varphi - 2\beta)]$$

Avec I_0 l'intensité incidente sur l'échantillon définie par : $I_0 = D_0^* D_0$

III-5 Exemple 2: modulateurs de Mach-Zehnder [7]

La plupart des modulateurs électro-optiques exploitent l'effet Pockels à l'aide d'une structure de type Mach-Zehnder. Le modulateur présente deux jonctions en Y : la première permet de séparer de manière équilibrée la puissance sur les deux bras de l'interféromètre ; elle se prolonge ensuite sur deux bras parallèles, non soumis au même champ électrique. Des électrodes permettent par effet électro-optique, de modifier l'indice de réfraction des deux bras. Il est alors possible de déphaser les ondes se propageant dans chacun des bras, l'une par

rapport à l'autre. Le modulateur d'intensité est donc composé de deux modulateurs de phase. A l'extrémité des deux bras, la deuxième jonction en Y combine les deux ondes, et celles-ci interfèrent alors mutuellement et l'amplitude de l'onde est ainsi modulée.

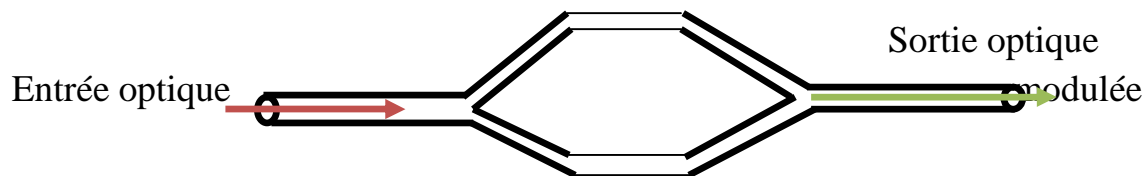
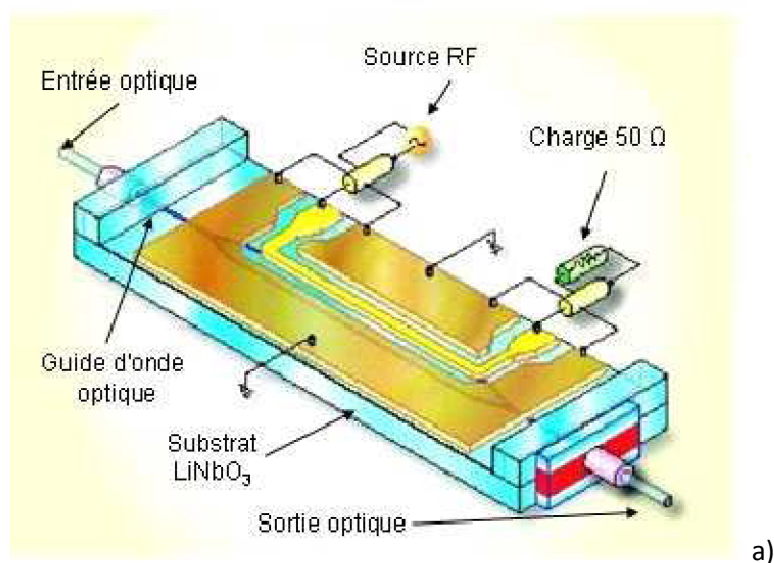


Figure III-4 : les branches de l'interféromètre de Mach-Zehnder.

Dans le cas du niobate de lithium, les branches de l'interféromètre de Mach-Zehnder (guides optiques) sont réalisées grâce à des impuretés de titane disposées en Y, diffusées à haute température, qui augmentent localement l'indice du cristal et obligent ainsi le rayon optique à rester dans le guide.



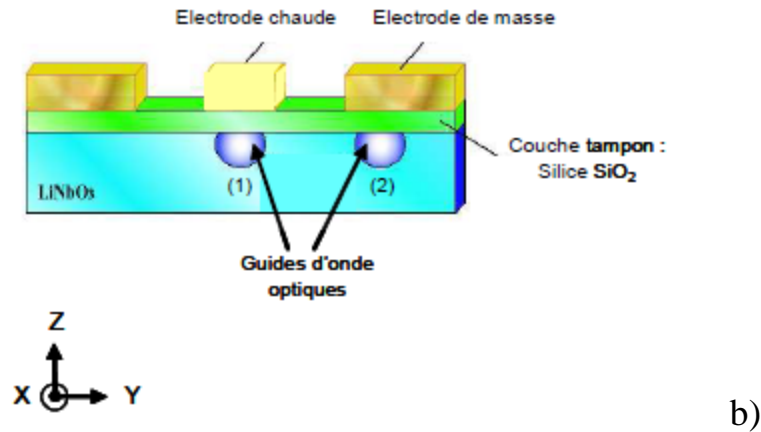


Figure III-5 : modulateur d'intensité de type MZ a) squelette simplifié du modulateur b) vue transversale du modulateur

Sur la Figure III-5 nous pouvons observer un modulateur de type Mach-Zehnder en coupe Z. Deux électrodes permettent d'imposer le champ électrique dans le cristal, et de modifier l'indice, donc la phase : un des bras optique est recouvert par l'électrode chaude, porteuse du signal électrique, et le second bras est recouvert par la masse ; le vecteur champ électrique régnant sur le second bras a un sens opposé au champ électrique appliqué sur le premier. L'indice effectif optique n diminue donc sur l'un des bras, alors qu'il augmente sur l'autre, ce qui entraîne une différence de phase entre les signaux optiques issus de chacune des branches. A la sortie de chacun des deux bras du Mach-Zehnder l'accumulation de phase due à l'effet électro-optique est donnée par :

$$\Delta\varphi_1 = \frac{1}{2} r n^3 E_1 \Gamma_1 L \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \quad (\text{III-31})$$

$$\Delta\varphi_2 = \frac{1}{2} r n^3 E_2 \Gamma_2 L \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \quad (\text{III-32})$$

Avec : $E_{1,2} = \pm \frac{V}{G}$, où V est la tension appliquée, et G la distance électrode chaude-masse

r : Coefficient électrooptique mis en jeu

n : indice de réfraction optique considéré

$\Gamma_{1,2}$: Recouvrement des composantes optiques et électriques mises en jeu

L : longueur de l'électrode en interaction avec le guide optique

λ : longueur d'onde optique

Le facteur de recouvrement permet de définir la qualité de l'interaction entre les champs électrique et optique. Sa valeur est comprise entre 0 et 1, et plus sa valeur est proche de 1, meilleure est l'interaction. Ce coefficient est calculé dans le plan de coupe d'interaction (Figure III-5-b)), et son expression est donnée par:

$$\Gamma = \frac{G \iint |E_{opt}|^2 E_{elec} ds}{V \iint |E_{opt}|^2 ds} \quad (\text{III-33})$$

Notons que si la tension pilotant l'électrode chaude est nulle, le signal issu du premier bras est en phase avec celui issu du second bras : l'interférence entre les deux signaux est constructive, et l'intensité optique en sortie de l'interféromètre de type Mach-Zehnder est maximale, et on retrouve l'onde initiale. En revanche, si la tension appliquée est telle que les signaux optiques sont en opposition de phase à la sortie de la deuxième jonction Y, l'interférence est destructive, et l'intensité de sortie est nulle. La tension nécessaire pour faire passer l'intensité de sortie d'un maximum à un minimum est appelée tension de commande ou tension demi-onde V_π : c'est la tension à appliquer pour que la différence de phase à la sortie des deux bras soit égale à π , soit :

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \pi \quad (\text{III-34})$$

D'où

$$\frac{1}{2} r n^3 E_{\pi 1} \Gamma_1 L \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) - \frac{1}{2} r n^3 E_{\pi 2} \Gamma_2 L \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) = \pi \quad (\text{III-35})$$

La tension demi-onde V_π est donc définie par la relation :

$$E_{\pi 1} \Gamma_1 - E_{\pi 2} \Gamma_2 = \frac{\lambda}{r n^3 L} \quad (\text{III-36})$$

où, comme nous le verrons par la suite en fonction du type de modulateur: $E_{\pi 1,2} = \pm \frac{V_\pi}{G}$, où V_π est la tension demi-onde et G la distance entre l'électrode chaude et la masse d'autre part, nous pouvons noter la présence d'une couche tampon (couche de silice) qui permet d'isoler les électrodes du substrat en niobate de lithium, et plus exactement de l'onde optique, qui dégénérerait par réflexion sur les électrodes métalliques. Cette couche doit avoir un indice optique inférieur à celui du niobate de lithium et, si possible, le plus proche de l'air. Il est généralement utilisé de la silice (SiO₂). Cette couche tampon ne perturbe pas la propagation de l'onde optique, et permet d'adapter les indices optique et électrique. L'épaisseur de cette couche est très fine (de l'ordre de quelques

micromètres). Cependant la présence de la couche tampon joue sur le facteur de recouvrement, et plus cette couche est épaisse, moins le facteur de recouvrement est bon. La structure d'un modulateur n'est pas toujours celle représentée sur la Figure III-5, les électrodes peuvent être placées différemment. En effet, pour ce qui est des modulateurs en niobate de lithium, il en existe deux types : les modulateurs en coupe X, et les modulateurs en coupe Z (Figure III.5), qui diffèrent par la direction des axes du cristal relativement au plan du modulateur. Nous en présenterons ici les principales caractéristiques, notamment l'expression de la tension demi-onde V_{π} .

III-5-A Modulateur LiNbO_3 en coupe X (X-cut)

Dans le cas d'un modulateur en coupe X, afin d'exploiter le plus grand coefficient électro-optique du niobate de lithium ($r_{33} = 30.8 \text{ pm/V}$), il faut que les champs électriques et optiques soient polarisés suivant l'axe Z du cristal. Ceci implique que le champ électrique, tout comme le champ optique, soit parallèle au plan du modulateur en coupe X sur la zone des guides optiques : on dit que la polarisation est TE (Transverse Electrique). La direction de propagation est alors la direction Y. Ces conditions de polarisation sont obtenues en plaçant les guides optiques entre les électrodes de modulation (Figure III.6).

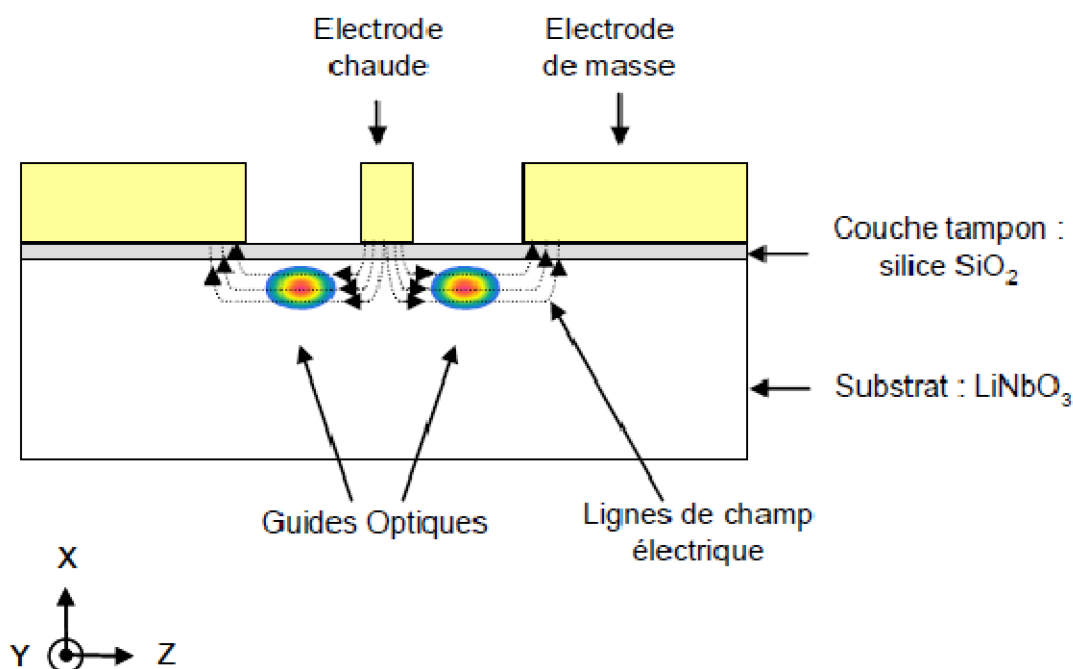


Figure III-6 : vue transversale d'un modulateur en coupe X ; configuration des électrodes en push-pull ; état de polarisation TE

La dénomination Push-Pull signifie que les électrodes et les guides en regard sont disposés de telle sorte que le champ électrique de modulation soit en sens inverse dans chacun des deux bras du Mach-Zehnder lorsque l'on applique une tension sur l'électrode chaude. Une seule tension est appliquée entre l'électrode chaude et les plans de masse. On a alors :

$$E_2 = -E_1 = -\frac{V}{G} \text{ et } E_{\pi 2} = -E_{\pi 1} = -\frac{V_{\pi}}{G} \quad (\text{III-37})$$

schéma en coupe X est symétrique, les guides optiques sont soumis à la même interaction électro-optique au signe près. Ceci implique que la phase du signal optique issu du bras 1 compense la phase du signal optique issu du bras 2, et ainsi, le champ optique sortant du Mach-Zehnder ne subit aucune modulation de phase. Par conséquent le paramètre de chirp des modulateurs en coupe X est nul ; cette propriété est très prisée pour les télécommunications à très haut-débits qui exploitent les modulations à 40 Gb/s. D'autre part la symétrie des guides optiques par rapport aux électrodes conduit à un recouvrement identique dans chacun des deux bras :

$$\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma$$

la tension demi-onde pour un modulateur en coupe X est donc, à partir de l'équation

$$V_{\pi} = \frac{\lambda G}{2rn^3\Gamma L} \quad (\text{III-38})$$

Cependant, les modulateurs en niobate de lithium en coupe X présentent un inconvénient : il nécessite une tension de commande V_{π} importante (classiquement supérieure à 5V), croissante avec la largeur de la bande passante. Le modulateur LiNbO₃ en coupe Z apparaît être plus prometteur que celui en coupe X pour obtenir des bandes passantes importantes, pour une tension de commande inférieure (soit un meilleur recouvrement des champs optique et électrique), et donc une plus faible consommation.

III-5-B Modulateur LiNbO₃ en coupe Z (Z-cut)

Dans le cas d'un modulateur en coupe Z, l'axe des Z du cristal est perpendiculaire au plan du modulateur. Afin d'exploiter le plus grand coefficient électro-optique du niobate de lithium (r_{33}), les électrodes doivent être placées au-dessus des guides optiques (Figure III-7), et ainsi, le champ électrique est parallèle à l'axe des "Z" du cristal sur la section des guides. Dans ce cas, c'est le

champ magnétique qui est parallèle au plan du modulateur : on dit que le mode de polarisation est TM (Transverse Magnétique).

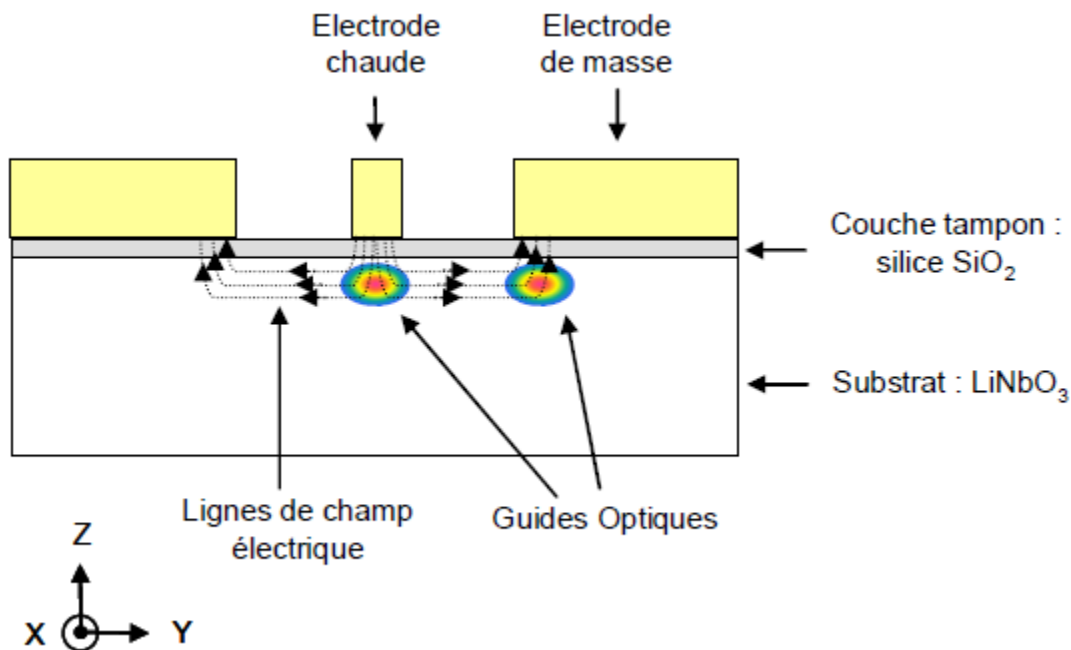


Figure III-7 : vue transversale d'un modulateur en coupe Z single drive ; configuration des électrodes en push-pull ; état de polarisation TM

Un modulateur en coupe Z est asymétrique : l'asymétrie des champs électriques appliqués, fait que les ondes se propageant sur les deux bras de l'interféromètre sont soumises à un déphasage différent, et les recouvrements entre les champs électriques et optiques sont différents sous l'électrode centrale et sous les plans de masse qui se traduit par $(\Gamma_1 - \Gamma_2)$. Cette asymétrie entre les deux bras optiques entraîne une modulation de phase résiduelle du champ optique en sortie du modulateur (phénomène de chirp), qui est gênante pour les télécommunications à haut débit.

En revanche, par comparaison au modulateur en coupe X, la tension de commande V_π est inférieure. A l'aide de l'équation III-36, on en déduit son expression :

$$V_\pi = \frac{\lambda G}{rn^3 L(\Gamma_1 + \Gamma_2)} \quad (\text{III-39})$$

typiquement :

$$(\Gamma_1 + \Gamma_2)_{\text{coupZ}} > 2\Gamma_{\text{coupX}} \quad (\text{III-40})$$

et donc :

$$V_{\pi \text{ coup}Z} < V_{\pi \text{ coup}X} \quad (\text{III-41})$$

Par ailleurs, la configuration en coupe Z « single drive », offre des possibilités supplémentaires, telles que des structures creusées (substrat creusé entre les électrodes), comme le montre la Figure III-8.

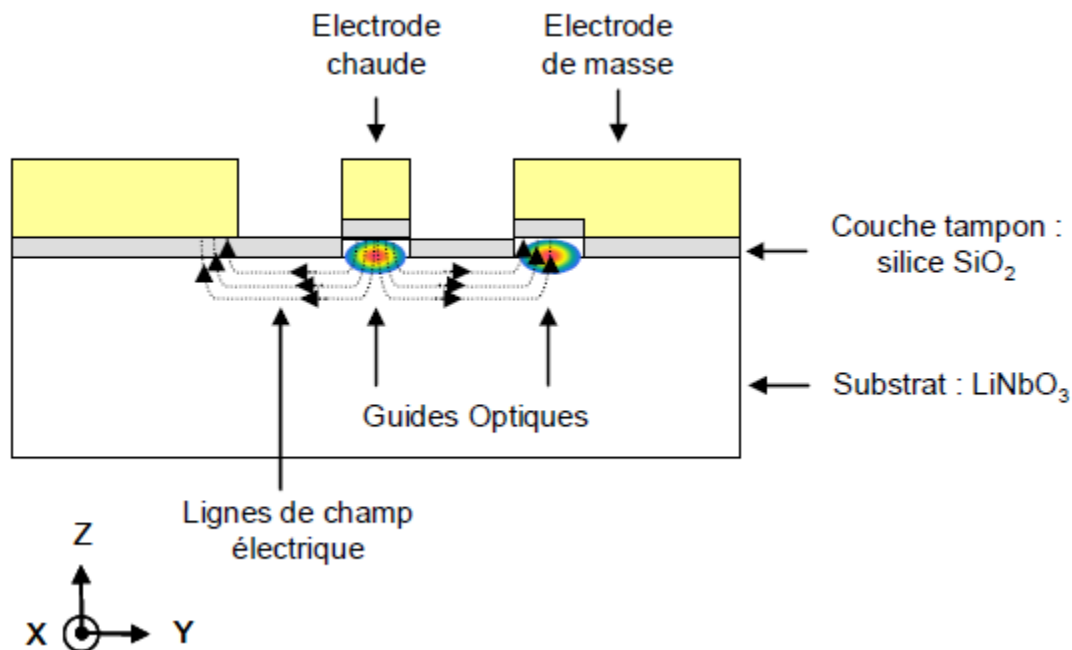


Figure III-8 : vue transversale d'un modulateur en coupe Z ;

Sur la Figure III-8 : les guides optiques se trouvent placés sur des crêtes. L'intérêt de cette configuration est de pouvoir disposer d'un paramètre supplémentaire, la profondeur de la gravure entre les électrodes, pour réaliser l'accord entre les indices optique et électrique, sans nuire à l'efficacité électro-optique.

Les modulateurs de Mach-Zehnder en LiNbO₃ présente les avantages suivants [2] :

- Montage plus facile de la fibre amorce, directement collée en bout de guide.
- Pertes de couplage faibles entre fibre et guide en niobate de lithium parce que le guide présente des caractéristiques similaires à celles des fibres monomodales.

Mais le composant en niobate de lithium présente aussi des inconvénients :

- Impossibilité d'intégration monolithique avec des composants d'émission.
- Encombrement qui peut être important.

III-6 Effet Kerr

C'est l'effet électro-optique quadratique. Il a été découvert par Kerr en 1875. L'effet Kerr est normalement négligeable si l'effet Pockels est présent. Il est surtout visible pour les matériaux qui ont une symétrie d'inversion par rapport au centre car, dans ce cas, l'effet linéaire (de Pockels) disparaît. L'effet quadratique pour les solides est habituellement beaucoup plus faible que l'effet linéaire (plusieurs ordres de grandeur). Une substance moléculaire soumise à un champ électrique \vec{E} se comportera alors comme un cristal uniaxe et sera caractérisée par deux indices de réfraction n_p et n_n . Une onde lumineuse incidente polarisée linéairement traversant une épaisseur L d'une telle substance se trouvera être polarisée elliptiquement à la sortie avec un déphasage entre la composante parallèle à \vec{E} et la composante perpendiculaire \vec{E} donnée par :

$$\varphi = \frac{wL}{c} (n_p - n_n) \quad (\text{III-42})$$

L'expérience (et la théorie) montrent que φ est proportionnel à E^2 . On écrira en introduisant la longueur d'onde dans le vide :

$$\frac{\varphi}{2\pi} = \frac{L}{\lambda} (n_p - n_n) = BE^2 \quad (\text{III-43})$$

Donc

$$n = K\lambda E^2 \quad (\text{III-44})$$

où n est la biréfringence induite, K est la constante de Kerr, λ est la longueur d'onde de la lumière dans le vide, et E est l'intensité du champ électrique. Le terme B est habituellement positif, mais il arrive qu'il soit négatif (par exemple, dans le cas du chloroforme). Une cellule de Kerr est un modulateur électro-optique qui utilise un matériau avec une constante de Kerr élevée, comme le nitrobenzène. Cependant, celui-ci est un matériau fortement toxique.

III-6-A Exemple : effet Kerr dans un cristal de PLZT [9]

L'application d'un champ électrique \vec{E} à un matériau (plomb-lanthane-zircon-titane) provoque une modification de ses propriétés optiques. Par exemple, un milieu initialement isotrope peut devenir biréfringent. En général ces effets sont de faible amplitude, mais des variations de phase de l'ordre de π peuvent être

produites entre les états de polarisation rectilignes orthogonaux pour des longueurs de matériau de quelques centimètres et des champs électriques appliqués de quelques kV/m. Un milieu optique dépourvu d'activité optique étant entièrement décrit par son ellipsoïde des indices, l'action du champ E en modifiant la polarisation induite et donc le tenseur de permittivité [] va modifier les caractéristiques de cet ellipsoïde. Cette modification se traduit par une variation des composantes η_{ij} du tenseur d'imperméabilité et donc de l'indice de réfraction du milieu

$$\eta_{ij} = \varepsilon_0(\varepsilon^{-1})_{ij} = \frac{1}{n_{ij}^2} \quad (\text{III-45})$$

La variation $\Delta\eta_{ij}$ de η_{ij} est une fonction du champ appliqué E . Dans la mesure où la modification d'indice est petite on peut la développer sous la forme d'une somme de puissances croissantes du champ:

$$\Delta\eta_{ij} = \eta_{ij}(E) - \eta_{ij}(0) = r_{ijk}E_k + s_{ijkl}E_{kl} + \dots \quad (\text{III-46})$$

où $i, j = 1, 2, 3$.

Compte tenu de la faiblesse des effets électro-optiques, un développement à l'ordre 2 est suffisant. Le premier terme représente l'effet Pockels, tandis que le deuxième terme représente l'effet Kerr. mais dans les matériaux centrosymétriques seul l'effet Kerr existe et l'on a alors:

$$\Delta\eta_{ij} = \eta_{ij}(E) - \eta_{ij}(0) = s_{ijkl}E_{kl} \quad (\text{III-47})$$

Les coefficients s_{ijkl} sont les composantes d'un tenseur de rang 4 et représentent les coefficients électro-optiques quadratiques du matériau. On peut montrer que ce tenseur est symétrique pour les couples d'indices (i, j) d'une part et (k, l) d'autre part, et il est commode d'introduire une notation matricielle, ou notation contractée de Voigt. Le tenseur électro-optique s_{ijkl} d'un cristal isotrope (comme celui de PLZT étudié ici), peut s'écrire en notation contractée:

$$\begin{array}{cc} 11 & 1 \\ 22 & 2 \\ 33 & 3 \\ 23,32 & 4 \end{array}$$

$$\begin{array}{cc} 13,31 & 5 \\ 12,21 & 6 \end{array}$$

$$[s_{ik}] = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{12} & s_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} \end{bmatrix} \quad (\text{III-48})$$

Où $i, j = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ et $s_{44} = (s_{11} - s_{12})/2$.

D'autre part, la modification du tenseur de perméabilité s'écrit en notation de Voigt (regroupe les indices par paires):

$$\eta_i = \eta_i(E) - \eta_i(0) = s_{ik} E_k^{(2)} \quad \text{Avec, } E_k^{(2)} = \begin{pmatrix} E_x E_x \\ E_y E_y \\ E_z E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_y \end{pmatrix} \quad (\text{III-49})$$

Le tenseur de perméabilité d'un milieu isotrope en champ nul est de la forme :

$$\eta_i(0) = \begin{pmatrix} n^{-2} \\ n^{-2} \\ n^{-2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III-50})$$

où n est l'indice de réfraction unique du milieu . Compte tenu de l'invariance par rotation du milieu, le champ E peut être choisi le long de l'axe z du repère fixe, soit $E = E_z$.

Dans le cas particulier du milieu isotrope soumis au champ orienté suivant l'axe z on obtient alors:

$$\left(\frac{1}{n^2} + s_{12} E^2\right) x^2 + \left(\frac{1}{n^2} + s_{12} E^2\right) y^2 + \left(\frac{1}{n^2} + s_{11} E^2\right) z^2 = 1 \quad (\text{III-51})$$

La représentation géométrique de cette équation est alors un ellipsoïde de révolution autour de l'axe \mathbf{z} . Comme les termes dépendants du champ sont très petits devant $1/n_0$, l'expression précédente peut être mise sous la forme de l'équation de l'ellipsoïde des indices d'un milieu uniaxe, d'axe optique \mathbf{z} :

$$\frac{x^2+y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (\text{III-52})$$

où n_o et n_e représentent respectivement les indices ordinaire et extraordinaire du milieu induits par le champ \vec{E} :

$$n_o = n - \frac{1}{2}n^3 s_{12} E^2 \quad (\text{III-53})$$

$$n_e = n - \frac{1}{2}n^3 s_{11} E^2 \quad (\text{III-54})$$

La biréfringence du milieu est alors donnée par :

$$n = (n_e - n_o) = -n^3 E^2 (s_{11} - s_{12})/2$$

$$n = -n^3 s_{44} E^2 \quad (\text{III-55})$$

Elle varie donc comme le carré du champ appliqué, c'est ce qui permet de distinguer l'effet Kerr de l'effet Pockels qui est linéaire en champ. Afin de mettre en évidence et de quantifier l'effet Kerr, il suffit d'envoyer sur le milieu soumis à un champ électrique statique \vec{E} un faisceau lumineux polarisé à 45° des lignes de biréfringence induite (lignes neutres) et de placer en sortie un analyseur dont l'axe passant est croisé avec la polarisation incidente. En effet, dans ces conditions, la mesure du rapport de l'intensité transmise I à l'intensité incidente I_0 donne accès au déphasage φ introduit par la cellule à effet Kerr à partir de la relation (III-2) φ étant lui-même relié à la biréfringence induite n , à la longueur L de matériau traversée par la lumière de longueur d'onde λ :

$$\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda} n = -2\pi n^3 s_{44} E^2 \left(\frac{L}{\lambda}\right) = 2\pi K L E^2 \quad (\text{III-56})$$

où K définit la constante de Kerr, dont l'expression pour un milieu isotrope s'écrit :

$$K = -n^3 s_{44} / \lambda. \quad (\text{III-57})$$

Les principaux avantages de ces types de modulateurs sont un très faible phénomène de chirp par rapport à la modulation directe, indispensable pour les transmissions optiques à très haut débit, et une certaine indépendance à la longueur d'onde utilisée, ce qui est très appréciable dans les systèmes WDM. Les tensions nécessaires pour commander ces types de modulateurs sont le principal inconvénient par rapport aux modulateurs à électro-absorption (chapitre IV); elles sont relativement élevées, typiquement de 3 à 7 V pour les modulateurs de mach-Zehnder, tant que cette tension pour la cellule de Pockels est de l'ordre de quelques KV et quelques dizaines de KV pour la cellule de Kerr.

Chapitre-IV

La modulation externe par effet électro-absorbants

IV-1 principe de fonctionnement [2]

Le principe de fonctionnement des modulateurs à électro-absorption repose sur les modifications du spectre d'absorption d'un semi-conducteur soumis à un champ électrique. Cet effet est connu sous le nom d'effet Franz-Keldysh dans un matériau massif et d'effet Stark confiné dans un matériau quantique. La dérivée de l'absorption par rapport à la longueur d'onde est la plus grande au voisinage du bord d'absorption. Une augmentation du champ électrique translate le bord d'absorption vers les grandes longueurs d'onde et de ce fait, augmente l'absorption de la lumière traversant le semi-conducteur.

Du point de vue structure, les modulateurs ont actuellement la même configuration géométrique qu'une diode laser. Le ruban guidant est enterré entre deux couches de confinement de type P et de type N formant une jonction polarisée en inverse. Le matériau du guide optique est choisi de telle sorte que la longueur d'onde de son bord d'absorption soit légèrement inférieure à celle du signal dont on veut moduler l'intensité. Par exemple, le guide sera en InGaAsP non dopé et les couches de confinement en Phosphore d'Indium (InP) pour moduler une onde optique à $1,55 \mu\text{m}$. À cette longueur d'onde, le guide est transparent pour une tension nulle et apporte une atténuation pour une tension négative.

Les performances dépendent du matériau utilisé (massif ou à puits quantiques). Les dispositifs dont le guide est formé de puits quantiques permettent d'obtenir une efficacité d'électro-absorption par unité de longueur plus importante et une bande passante plus élevée mais ils demandent une tension de commande plus forte et sont plus sensibles à la polarisation de la lumière que les dispositifs dont le guide est formés de matériaux massifs. Malgré la sensibilité à la polarisation, l'avantage de cette structure est de permettre d'associer sur un même substrat d'InP une diode laser DFB fonctionnant en continu et un modulateur d'intensité.

IV-1-A En régime absorbant

Le modulateur se comporte comme une photodiode, avec génération de photocourant. Les grandeurs qui caractérisent les performances d'un modulateur électro-absorbant sont le taux d'extinction lié à l'absorption, le facteur de couplage phase-amplitude.

IV-1-B Taux d'extinction statique

L'absorption de la lumière incidente dans un MEA varie fortement en fonction de la tension appliquée sur l'électrode de celui-ci. Le guide optique est transparent pour une tension nulle, et apporte une très forte atténuation pour une tension négative, il est alors quasiment opaque. Cette caractéristique peut se quantifier par le taux d'extinction statique (ou SER pour *Static Extinction Ratio*) du modulateur, défini comme le rapport de puissance optique en sortie du MEA sur la puissance optique en entrée.

$$ER = \frac{P_s}{p_e} \quad (IV-1)$$

Ce taux d'extinction statique est donc fonction de la tension électrique appliquée sur l'électrode du modulateur.

IV-1-C Facteur de couplage phase-amplitude

Après propagation d'une onde optique dans le guide sur une distance L , la variation d'indice effectif induit par électro-absorption se traduit par une variation de la phase de la lumière issue du modulateur. Le champ $E(L)$ de l'onde optique en sortie de modulateur s'exprime en fonction du champ incident $E(0)$ et des parties réelle et imaginaire de l'indice effectif :

$$E(L) = E(0) \exp \left(-j(n_r + jn_i) \frac{2\pi}{\lambda} L \right) \quad (IV-2)$$

La puissance optique s'exprime par :

$$P = E \cdot E^* = E^2(0) \exp \left(\frac{4\pi}{\lambda} n_i L \right) \quad (IV-3)$$

et la phase du champ est donnée par :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} n_r L \quad (IV-4)$$

Nous venons de voir comment utiliser l'effet électro-absorbant d'un matériau pour contrôler la puissance du flux lumineux. Cependant la modification de l'absorption d'un matériau affecte obligatoirement son indice de réfraction.

Chapitre – IV La modulation externe par effet électro-absorbant

La partie imaginaire de l'indice complexe (n_i) et sa partie réelle (n_r) ne sont pas indépendantes. Elles sont reliées par les relations de Kramers. Le facteur de couplage phase-amplitude est défini par :

$$\alpha_H = - \frac{dn_r}{dn_i} \quad (\text{IV-5})$$

A partir des équations (IV-2, IV-3 et IV-4) on peut déduire la relation qui lie les variations temporelles de l'intensité P et de la phase en sortie de modulateur dite relation de Koyama :

$$\frac{dP}{dt} = \frac{4\pi}{\lambda} LE^2(0) \frac{dn_i}{dt} \exp\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_i L\right) = \frac{4\pi}{\lambda} L \frac{dn_i}{dt} P \quad (\text{IV-6})$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{2\pi}{\lambda} L \frac{dn_r}{dt} = -\frac{2\pi}{\lambda} L \frac{dn_r}{dn_i} \frac{dn_i}{dt} = \frac{2\pi}{\lambda} L \alpha_H \frac{dn_i}{dt}$$

$$\text{Or } \frac{dn_i}{dt} = \frac{\lambda}{4\pi L} \frac{1}{P} \frac{dP}{dt}$$

Donc

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\alpha_H}{2P} \frac{dP}{dt} \quad (\text{IV-7})$$

La modulation de phase accompagnant la modulation d'intensité est déterminée uniquement par l'ensemble des valeurs du facteur de couplage phase-amplitude et ne dépendra pas des caractéristiques géométriques du modulateur. Elle n'affecte ni l'atténuation, ni le taux d'extinction, ni la tension de commande ou la bande passante. Son effet ne se manifeste que lors de la propagation de l'onde lumineuse dans un milieu dispersif tel que la fibre optique. Mais de la propriété intrinsèque du matériau. Il varie avec la tension appliquée et la longueur d'onde. La variation liée à la tension appliquée exprime que la variation de l'indice de réfraction n'est pas une fonction linéaire de la Variation de l'absorption du matériau électro-absorbant. Le modèle de modulateur externe à électro-absorption peut être schématisé en deux parties :

- Une partie électrique : elle englobe l'ensemble des circuits électriques permettant d'alimenter le modulateur.
- Une partie conversion électrique/optique.

IV-2 Effet Franz-Keldysh [8]

Les premiers MEAs ont été développés en utilisant l'effet d'électro-absorption dans les matériaux massifs, aussi appelé effet Franz-Keldysh. En présence d'un fort champ électrique, le bord d'absorption d'un matériau semi-conducteur est déplacé vers les grandes longueurs d'onde. Dans les matériaux à bande interdite directe comme les semi-conducteurs III-V (GaAs, InP ...), le bord de bande étant très abrupt, de grandes variations de l'absorption peuvent ainsi être créées. Le mécanisme responsable de l'effet Franz-Keldysh peut être décrit simplement avec comme référence le diagramme des bandes d'énergie d'un semi-conducteur représenté (Figure IV-1). En présence d'un fort champ électrique, les bords des bandes sont courbés. La limite à gauche du diagramme représente la surface du semi-conducteur, sur laquelle est formée soit une jonction Schottky, soit une jonction p-n abrupte. Lorsque l'on applique une tension de polarisation inverse sur cette jonction, on crée une zone désertée, qui s'étend à une profondeur x dans le semi-conducteur. Un champ électrique non uniforme existe alors dans cette zone désertée, avec l'amplitude la plus grande à la surface. Les courbures de bande qui en résultent sont également plus fortes à la surface. En dehors de la zone désertée, les niveaux des bandes sont plats, comme dans la partie droite de la figure. Dans cette région, un photon ne peut être absorbé que si son énergie est suffisante pour faire passer un électron à travers la bande interdite, comme pour la transition (a).

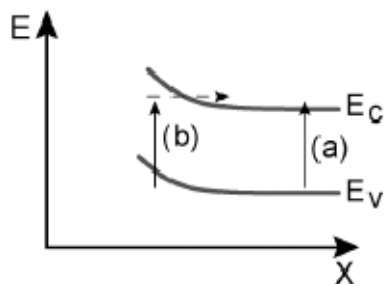


Figure IV-1 : Diagramme des bandes d'énergie d'un semi-conducteur montrant l'effet Franz-Keldysh en présence d'un fort champ électrique. Le paramètre x représente la distance depuis la surface du semi-conducteur, et E l'énergie d'électron.

Plus près de la surface, où les bandes sont courbées par le champ électrique, il y a apparition de niveaux discrets d'énergie dans la bande interdite. Une transition (b) peut avoir lieu avec un photon d'énergie seulement suffisante pour faire passer un électron sur un niveau d'énergie discret. Ceci réduit bien sûr la bande

interdite effective, et de ce fait translate le bord d'absorption vers les grandes longueurs d'onde, comme le montre la (Figure IV-2).

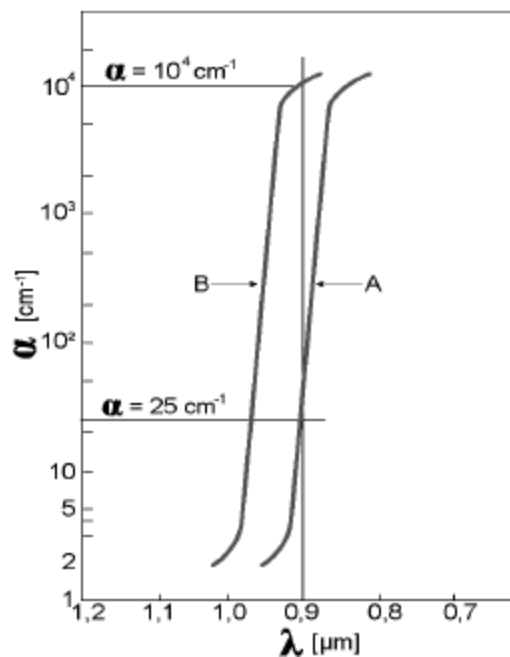


Figure IV-2 : Effet Franz-Keldysh sur le bord d'absorption de l'Arséniure de Gallium. Courbe A : courbe d'absorption en l'absence de champ électrique. Courbe B : déplacement du bord d'absorption pour un champ électrique de $1,3 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$

Les MEAs utilisant cet effet fonctionnent à des longueurs d'onde légèrement inférieures à la longueur d'onde de la bande interdite. La concentration du dopage du guide d'onde, la longueur du modulateur, et la tension appliquée, sont choisis afin d'avoir le minimum de pertes d'insertion et le maximum de profondeur de modulation pour une longueur d'onde donnée. La structure du guide d'onde du modulateur peut être améliorée en utilisant une hétérostructure, ce qui permet d'ajuster les performances optimales pour une longueur d'onde donnée. Cependant, le taux d'extinction obtenu avec ces modulateurs n'est pas très important. Pour obtenir un taux d'extinction satisfaisant pour les systèmes de communications optiques, un guide d'onde très long est nécessaire. Autrement dit, la lumière doit traverser plusieurs centaines de microns pour assurer une absorption suffisante. Or, cette longueur de guide d'onde conduit à une grande capacité, et par conséquent à un fonctionnement limité en fréquence de par la valeur importante de la constante RC du composant. Pour les

applications à haut-débit, qui requièrent un fort taux d'extinction, ce sont donc des structures à multiples puits quantiques qui sont utilisées.

IV-3 Effet Stark confiné [8]

Les structures à multiples puits quantiques (ou MQW pour *Multiple Quantum Wells*) sont des matériaux semi-conducteur obtenus par croissance alternée de très fines couches de matériaux ($\sim 100 \text{ \AA}$ ou moins), présentant un accord de maille, mais ayant une bande interdite différente.

Des couches de semi-conducteur à relativement faible bande interdite (les puits), sont intercalées avec des couches de semi-conducteur à grande bande interdite (les barrières, au sens barrière de potentiel vue par un porteur) (Figure IV-3).

Ces structures ont la particularité de confiner les porteurs dans les puits quantiques. Ce confinement, à condition que les barrières empêchent un couplage significatif entre deux puits adjacents, entraîne une quantification des niveaux d'énergie des électrons et des trous. En effet, seulement certains états des porteurs vont satisfaire les fonctions d'onde modifiées par la présence de ces puits. Ainsi, le spectre d'absorption se trouve modifié d'une fonction douce dans un matériau massif, en une série d'échelons dans un matériau à puits quantiques.

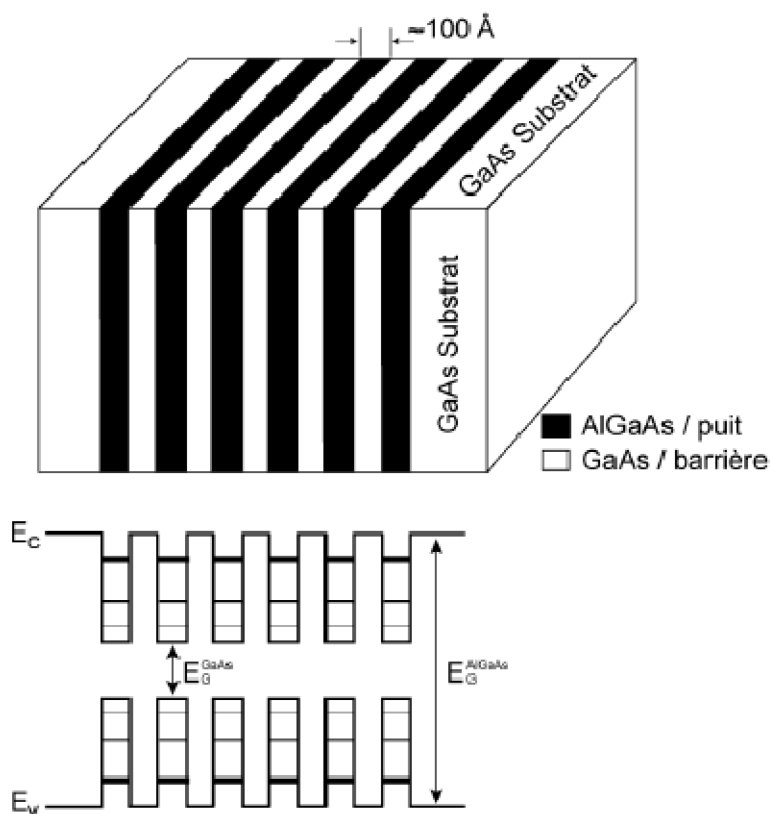


Figure IV-3 : Structure à multiples puits quantiques (MQW)

De plus, l'absorption de photons crée des paires électron-trou, dans lesquelles ceux-ci ne sont pas complètement séparés, mais sont en orbite l'un autour de l'autre. Il s'agit d'excitons, liés par interaction coulombienne. Normalement, le temps de vie très court de ces excitons, fait que leur effet n'est visible qu'à température cryogénique. Cependant, le confinement dans les puits augmente l'énergie de liaison (interaction coulombienne) de ces excitons, les rendant stables à température ambiante, ce qui entraîne des résonances excitoniques, c'est-à-dire des modifications du spectre d'absorption. Lorsque l'on applique un champ électrique perpendiculaire aux couches de puits quantiques, deux effets entrent en jeu. Tout d'abord, comme dans un matériau massif, les bords de bande deviennent fortement inclinés, ce qui rend plus faible la séparation d'état fondamental entre eux. Ensuite, le champ électrique repousse les électrons et les trous des excitons vers les côtés opposés du puits, d'où une réduction de l'énergie de liaison de ceux-ci, et un déplacement de Stark correspondant dans l'absorption d'exciton. L'exciton, même affaibli, persiste aussi longtemps que les barrières empêchent les électrons et les trous de sortir par effet tunnel, et aussi longtemps que le puits est assez étroit pour assurer l'interaction de Coulomb. Ainsi, l'ionisation par le champ électrique des excitons est inhibée, et les pics d'absorption excitoniques sont préservés. Cet effet est appelé l'effet Stark confiné. Cet effet Stark confiné est très utile pour les modulateurs puisque des champs électriques modérés permettent un changement significatif de l'absorption. L'effet d'électro-absorption est environ 50 fois plus important dans les modulateurs à structure MQW que dans les semi-conducteurs massifs. Les premiers MEAs à structure MQW étaient fabriqués sur arséniure de gallium avec des couches GaAs-GaAlAs. Mais, afin de pouvoir fonctionner à haut-débit, et en vu d'une intégration monolithique avec la diode laser et le circuit de commande, les MEAs actuels sont réalisés sur substrat InP.

Les matériaux utilisés pour fabriquer ces modulateurs à multiples puits quantiques sur substrat InP, reposent sur différents alliages : InGaAs/InAlAs, InGaAlAs/InAlAs, InGaAs/InGaAlAs, InAsP/InGaP ou InGaAsP/InGaAsP.

IV-4 Structures de l'électrode

La structure de l'électrode, permettant d'appliquer le signal électrique, permet également de différencier deux types de MEAs. Les MEAs les plus classiques ont une électrode dite « localisée » (Figure II-20 (a)). Le signal micro-onde est appliqué au centre du guide optique, qui est en général d'une longueur inférieure à 200 μm . Malheureusement, cette structure présente une capacité parasite totale

assez importante. Le réseau RC en résultant, va limiter la vitesse de modulation du modulateur. Pour un fonctionnement à très haut-débit, des composants plus courts sont utilisés, de l'ordre de 60-75 μm , afin de réduire la capacité parasite. Les inconvénients de ces composants avec une région active très courte, sont un taux d'extinction maximum plus faible, et une tension de commande qui doit être plus forte, en comparaison avec des composants plus longs. Il est en effet plus facile d'obtenir un taux d'extinction élevé avec un composant plus long, qui permet de cumuler l'effet d'électro-absorption tout le long du guide optique.

Dans le but d'atteindre un fonctionnement haut-débit et avec une tension de commande faible, une deuxième structure de MEA est utilisée : il s'agit d'une structure à ondes progressives (ou TW pour *Travelling-Wave*). Une structure à ondes progressives est définie lorsque deux (ou plus) ondes distinctes (optique, électrique, acoustique ou autre...) interagissent l'une sur l'autre sur une certaine distance, tout en se propageant dans leurs guides d'onde respectifs.

Dans un MEA à structure TW (Figure II-20 (b)), le signal micro-onde est appliqué à un bout du guide optique, et se Co-propage avec le signal optique.

A l'autre bout du guide optique, le signal micro-onde arrive sur une charge d'adaptation, afin de limiter les réflexions. Dans ce cas, le signal micro-onde voit seulement les parasites distribués, ce qui permet de dépasser les limitations en fréquence du circuit RC d'un composant localisé. Le composant peut également être plus long, ce qui permet d'augmenter le taux d'extinction maximum, tout en ayant une faible tension de commande. Les MEAs à structure TW ont tout de même des facteurs de limitation en vitesse. Le premier facteur de limitation, est la différence de vitesse de propagation, entre les ondes électrique et optique. Mais ce qui va limiter le plus en vitesse ces modulateurs, ce sont les pertes microondes à haute fréquence, qui incluent les pertes de propagation, et les pertes de réflexion sur le port d'entrée. De plus, ces structures TW sont plus complexes à fabriquer.

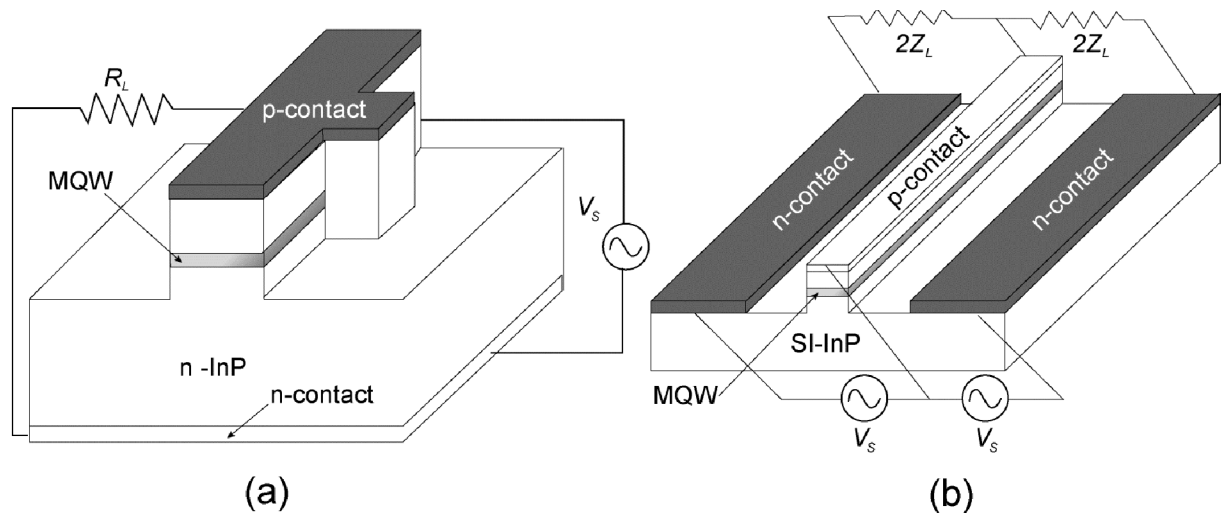


Figure IV-4 : Structures de MEA à électrode localisée (a) et à onde progressive (b)

Les modulateurs à électro-absorption possèdent les propriétés suivantes :

- l'effet électro-absorption a une amplitude élevée qui permettra d'avoir des dispositifs rapides et compacts.
- ils peuvent facilement être intégrés avec les lasers, aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la cavité laser; dans le premier cas ils permettront de générer des impulsions ultra brèves

Conclusion

La modulation directe connaît beaucoup d'avantages, en particulier le faible coût de mise en œuvre. Mais elle comporte aussi des limites. Les lasers sont souvent la cause. Leur temps de réaction, les oscillations, le bruit créé font que la modulation directe engendre pour les hauts et très hauts débits certaines dégradations sur le signal optique modulé. Mais au-delà de 5 Gbits/s, la modulation externe est indispensable pour maintenir une qualité de transmission correcte.

La modulation externe présente de nombreux avantages. Elle est plus rapide et permet donc d'envoyer des débits plus élevés. Le bruit, le *chirp* ... ne sont pas inexistantes dans les modulateurs externes mais leurs valeurs sont nettement plus faibles que dans les lasers.

Les modulateurs à électro-absorption possèdent les propriétés suivantes : l'effet électro-absorption à une amplitude élevée qui permettra d'avoir des dispositifs rapides et compacts, Ils peuvent facilement être intégrés avec les lasers, aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la cavité laser; dans le premier cas, ils permettront de générer des impulsions ultra brèves, une tension de commande très faible. Elle présente cependant des inconvénients : La puissance de sortie de l'émetteur est diminuée des pertes d'insertion du modulateur puis des pertes d'absorption, perte d'insertion élevée par rapport à modulateur mach-Zehnder.

Les principaux avantages de modulateur mach-Zehnder (M-Z) sont un très faible phénomène de chirp par rapport à la modulation directe, indispensable pour les transmissions optiques à très haut débit, et une certaine indépendance à la longueur d'onde utilisée, Le composant en LiNbO₃ présente les avantages suivants : Montage plus facile de la fibre amorce, directement collée en bout de guide, Pertes de couplage faibles entre fibre et guide en niobate de lithium parce que le guide présente des caractéristiques similaires à celles des fibres monomodales.

Les tensions nécessaires pour commander ce type de modulateurs sont le principal inconvénient par rapport aux modulateurs à électro-absorption; elles sont relativement élevées, typiquement de 3 à 7 V. Impossibilité d'intégration de composant en niobate de lithium monolithique avec des composants d'émission, encombrement qui peut être important.

Donc, des solutions existent pour les modulateurs : pour la modulation directe la possibilité d'intégrer un grand nombre de lasers dans des dispositifs optique avec courant du seuil le plus bas possible. Pour la modulation externe deux solutions existent pour MZ selon la position du guide optique intégré par rapport aux électrodes. La solution dite « X-cut » présente l'avantage d'être une solution symétrique, intrinsèquement sans chirp. La solution « Z-cut » est quant à elle intéressante au niveau de sa tension V_{π} plus réduite mais induisant du chirp sur le signal. Cette tension V_{π} vaut typiquement 5 à 6 V dans le cas d'une coupe X (X-cut) et peut être limitée à 3 V dans le cas de la coupe Z (Z-cut).

BIBLIOGRAPHIE

Références bibliographiques

[1] **Irène et Michel Joindot** et douze co-auteurs , Les télécommunications par fibres optiques, DUNOD

CI 179 - 4^{ème}.

[2] **Younes ZOUINE**, *CONTRIBUTION PAR LA SIMULATION SYSTEME AL'ETUDE DES CONTRAINTES DES COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES SUR LA TRANSMISSION OPTIQUE UTILISANT LA TECHNIQUE CDMA*

Thèse Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

[3] A. DUPRET, A. FISCHER, IUT DE VILLETANEUSE
Département Génie Télécom et Réseaux Université de Paris XIII, cours télécommunications, Fichier publié

[4] **Kheireddine** Baba Ahmed (1999), Génération de la second harmonique dans un milieu non linéaire, Mémoire De DES Présenté a L'université De Tlemcen.

[5] R.R.A. Syms and **J.R. Cozens** Optical Guided Waves and Devices, Livre publié.

[6] (A. Carenco, *CENT/Laboratoire de Bagneux, 196 Avenue H. Ravera, F-92220 Bagneux, France*), fichier publié.

[7] **Rosine VALOIS**, Thèse pour obtenir le grade de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES.

(Contribution de l'analyse électromagnétique et outils associés à la conception de modules de communications millimétriques et optoélectroniques).

[8] **Stéphane DELLIER**, Thèse pour obtenir le grade de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES
Contributions à la conception des circuits micro-ondes

[9] **Yann Le Grand**, fichier publié.