Composants actifs

A. Carenco

CNET/Laboratoire de Bagneux, 196 Avenue H. Ravera, F-92220 Bagneux, France

1 - EFFETS ELECTRO-OPTIQUES

1-A - GENERALITES

Nous allons discuter dans ce paragraphe de la propagation de la lumière à travers un milieu soumis à un champ électrique externe.

De façon générale, quand un champ électromagnétique est appliqué à un milieu, il en perturbe les propriétés diélectriques. Dans un milieu isotrope, une biréfringence est induite; dans un milieu anisotrope, la biréfringence est altérée.

* Si la modification d'indice de réfraction est proportionnelle au champ appliqué, on parle d'**effet électrooptique linéaire** ou d'**effet Pockels**.

* Si elle est proportionnelle au carré du champ, il s'agit alors de l'**effet électro optique quadratique** ou **effet Kerr**. Cet effet est normalement négligé quand l'effet linéaire est présent.

En effet, lorsqu'un matériau est soumis à un champ électromagnétique $\vec{E}$, il répond par une polarisation $\vec{P}$ que l'on peut écrire sous la forme d'un développement limité:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\sum_i \chi^1_i \vec{E}_i + \sum_{(i,j)} \chi^2_{ij} \vec{E}_i \vec{E}_j + \sum_{(i,j,k)} \chi^3_{ijk} \vec{E}_i \vec{E}_j \vec{E}_k + \dots \right)$$

où ϵ_0 est la constante diélectrique du vide, où les $\vec{E}_i$ sont les différentes composantes du champ $\vec{E}$ et les χ^a les tenseurs caractéristiques du matériau.

Le tenseur χ_1 est le tenseur diélectrique qui représente la réponse linéaire usuelle (réfraction et absorption); les termes d'ordre supérieur sont les termes non linéaires qui ne deviennent importants que lorsque les champs électromagnétiques sont forts. Le terme en χ^2 permet de rendre compte des interactions de deux champs électromagnétiques, soit optique et électrique (effet Pockels), soit optiques (interactions paramétriques à deux ondes: génération d'harmonique, somme ou différence de fréquence, amplification paramétrique,...).

1 - B - Effet POCKELS

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

Dans un cristal ce changement d'indice induit par le champ électrique peut être décrit par la modification de l'ellipsoïde des indices:

$$(1/n^2)_1 x^2 + (1/n^2)_2 y^2 + (1/n^2)_3 z^2 + 2(1/n^2)_4 yz + 2(1/n^2)_5 xz + 2(1/n^2)_6 xy = 1$$

si x, y, z sont choisis parallèles aux axes principaux du cristal et si n_1, n_2, n_3 sont les valeurs des indices principaux associés.

La perturbation linéaire des coefficients due au champ électrique $\vec{E}$ de composantes E_j se traduit par:

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

où $i=1,2,3,4,5,6$ et où $j=1,2,3$ sont associés à x,y,z respectivement.

Par convention est adoptée la notation contractée suivante:

$$11 \rightarrow 1$$

$$22 \rightarrow 2$$

$$33 \rightarrow 3$$

$$23,32 \rightarrow 4$$

$$13,31 \rightarrow 5$$

$$12,21 \rightarrow 6$$

Elle tient compte de la symétrie de permutation $r_{ijk} = r_{jik}$ qui réduit le nombre de coefficients du tenseur $[r_{ijk}]$ de 27 à 18 éléments. $[r_{ijk}]$ de taille 6×3 est appelée le tenseur électro-optique.

L'équation peut s'écrire sous forme matricielle,

$$\begin{pmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ . \\ . \\ . \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ . & . & . \\ . & . & . \\ . & . & . \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix}$$

Pour la plupart des classes cristallines non centro-symétriques, il n'existe qu'un petit nombre de coefficients électro-optiques non nuls. Comme l'indique le tableau I, ils ont pour valeur typique quelques pm/V. Par ailleurs, il apparaît que l'effet électro-optique dépend des orientations du champ électrique et de la polarisation de la lumière par rapport à la coupe du cristal. Par exemple l'usage du coefficient r_{13} oblige à appliquer le champ suivant l'axe z et à faire propager selon l'axe y une lumière polarisée linéairement suivant x; le changement d'indice est alors induit selon l'axe x.

En général, les axes principaux de l'ellipsoïde des indices perturbé ne coïncident pas avec les axes à champ nul; il s'agit donc de chercher à partir de l'équation de l'ellipsoïde des indices les nouveaux axes et les valeurs des indices de réfraction associés.

Tableau I : COEFFICIENTS ELECTROOPTIQUES LINEAIRES DE QUELQUES MATERIAUX

CRISTAL	SYMETRIE	TRANSMISSION OPTIQUE (μm)	INDICE DE REFRACTION		λ (μm)	COEFFICIENT ELECTRO-OPTIQUE (pm/V)	$n^3 r_{ij}$ max (pm/V)	ϵ_r
			n_o	n_e				
KDP	$\bar{4}2m$	0.25 - 1.7	1.512	1.470	0.546	$r_{41}=r_{52}=8.77$ $r_{63}=10.5$	35	45 $\downarrow c$ 20 $// c$
KD*P	$\bar{4}2m$	0.19 - 2.15	1.508	1.468	0.546	$r_{41}=r_{52}=8.8$ $r_{63}=26.4$	89	50 $// c$
ADP	$\bar{4}2m$	0.125 - 1.7	1.526	1.481	0.546	$r_{41}=r_{52}=24.5$ $r_{63}=8.5$	83	12 $// c$
QUARTZ	32	0.12 - 4.5	1.544	1.553	0.589	$r_{41}=0.2$ $r_{63}=0.93$	3.5	4.3
LiNbO3	3m	0.4 - 5.	2.297	2.208	0.633	$r_{33}=30.8$ $r_{13}=8.6$ $r_{51}=28$ $r_{22}=3.4$	328	28 $// c$ 43 $\downarrow c$
LiTaO3	3m	0.45 - 5.	2.183	2.188	0.60	$r_{33}=33$ $r_{13}=8$ $r_{51}=20$ $r_{22}=1$	342	50
GaAs	$\bar{4}3m$	1.0 - 15	3.42		1.15	$r_{41}=-1.4$	56	12
InP	$\bar{4}3m$	1.0 - 12	3.2		1.15	$r_{41}=-1.6$	52	10
ZnS	$\bar{4}3m$	0,35 -	2.364		0.6	$r_{41}=2,1$	28	12

Exemples d'effet Pockels :**LES CRISTAUX DE KDP:**

Le KDP (KH_2PO_4) fait partie avec le KD^*P et l'ADP, des cristaux électro-optiques les plus employés de part leur bonne tenue mécanique, leur transparence dans le visible et leur disponibilité en grande dimension. Le cristal est de symétrie $\bar{4}2m$ et son tenseur électro-optique prend la forme suivante:

$$\begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{vmatrix}$$

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:

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

Quand $\vec{E}$ est parallèle à Oz, l'équation de l'ellipsoïde des indices se réduit à:

$$(x^2 + y^2)/n_o^2 + z^2/n_e^2 + 2r_{63}E_z xy = 1$$

Oz reste l'un des axes principaux de l'ellipsoïde des indices. La section par le plan $z=0$ devient une ellipse dont les axes Ox' et Oy' sont à 45° des axes cristallographiques Ox et Oy . En rapportant l'équation de l'ellipsoïde aux axes Ox', Oy' et Oz , on obtient les indices principaux $n_{x'}$ et $n_{y'}$ relatifs à Ox' et Oy' :

$$1/n_x^2 = 1/n_o^2 + r_{63}E_z$$

$$1/n_y^2 = 1/n_o^2 - r_{63}E_z$$

soit approximativement puisque $r_{63}E_z \ll n_o^{-2}$:

$$n_x = n_o - \Delta n$$

$$n_y = n_o + \Delta n$$

$$\text{avec } \Delta n = \frac{1}{2}n_o^3 r_{63}E_z,$$

alors que $n_z = n_e$.

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

* en **configuration longitudinale** pour laquelle le champ électrique est appliqué parallèlement à la direction de propagation du faisceau,

* en **configuration transverse** pour laquelle le champ est appliqué perpendiculairement à la direction de propagation.

Effet electrooptique longitudinal:

Le retard optique introduit par le champ E à la traversée du cristal de longueur L est proportionnel à la différence des indices n_x et n_y et vaut:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} E_z L = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} V$$

où V est la tension appliquée aux électrodes pour créer le champ électrique longitudinal.

On a donc obtenu un déphasage proportionnel à V .

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

$$I_T = I_0 \sin^2 \Gamma = \sin^2 \frac{\pi V}{2 V_\pi}$$

On note V_π la tension qu'il faut appliquer au cristal pour obtenir une lame 1/2 onde ($\Gamma = \pi$).

$$V_\pi = \lambda / (2 n_o^3 r_{63})$$

qui est indépendant de L .

Effet électrooptique transverse

C'est la configuration la plus utilisée. Pour une onde polarisée linéairement, le retard optique prend la forme suivante:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} L \left\{ (n_e - n_o) - \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E_z \right\}$$

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

$$I_T = I_0 \sin^2 \left\{ \frac{\pi V}{2 V_\pi} \right\}$$

où $V = E_z d$.

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_o^3 r_{63}} d$$

- Cette configuration transverse fait intervenir un facteur de forme d/L dont on peut tirer parti par rapport à la configuration longitudinale précédente. On verra plus loin comment l'optique guidée tire complètement profit de ce facteur géométrique pour réduire considérablement la tension de commande.

LES CRISTAUX DE LiNbO_3 et de LiTaO_3

Ces cristaux de symétrie 3 m ont une grande importance, en particulier le niobate de lithium. L'effet électro-optique y est plus fort que dans KDP ou ADP. Leur tenseur électro-optique (symétrie 3 m) comprend les éléments suivants:

$$[r] = \begin{vmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

L'application d'un champ électrique selon O_z (axe optique) modifie l'ellipsoïde des indices de ces cristaux uniaxes (n_o et n_e):

$$(x^2 + y^2)/n_o^2 + z^2/n_e^2 + r_{13}E_z x^2 + r_{13}E_z y^2 + r_{33}E_z z^2 = 1$$

Il apparaît que les axes principaux sont inchangés et que les nouveaux indices valent:

$$n_x = n_o - 1/2 n_o^3 r_{13} E_z$$

$$n_y = n_o - 1/2 n_o^3 r_{13} E_z$$

$$n_z = n_e - 1/2 n_e^3 r_{33} E_z$$

Configuration longitudinale

Une lumière se propageant suivant z verra le même changement de phase quelle que soit sa polarisation puisque $n_x = n_y$. On peut donc faire un modulateur de phase indépendant de la polarisation de la lumière.

$$V_{\pi} = \frac{\lambda}{n_o^3 r_{13}}$$

Par contre on ne pourra pas induire de modulation d'amplitude .

Configuration transverse

* Si une lumière polarisée à 45° de l'axe z dans le plan xz se propage selon l'axe y, alors le retard après le parcours d'une distance L depuis l'entrée sera égal à :

$$\Gamma = 2\pi/\lambda(n_z - n_x)L = 2\pi/\lambda(n_e - n_o)L - 2\pi/\lambda(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})/2 \frac{L}{d} V$$

où d est la distance séparant les électrodes.

On en déduit la valeur de V_{π} :

$$V_{\pi} = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}} \frac{d}{L}$$

* Si maintenant la lumière est polarisée selon z, alors l'application d'un champ électrique également suivant z conduira à une modulation de phase où le déphasage sera égal à :

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_e L - \frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{L}{d} V$$

$$\text{et } V_{\pi} = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33}} \frac{d}{L}$$

ce qui est plus efficace que dans la situation précédente puisque r_{33} et r_{13} ont le même signe.

1 - C - EFFET KERR

L'effet Kerr à la différence de l'effet Pockels existe quelle que soit la symétrie du milieu. L'équation de l'ellipsoïde des indices s'écrit:

$$x^2 \left\{ \frac{1}{n_1^2} + s_{11}E_x^2 + s_{12}E_y^2 + \dots + 2s_{16}E_xE_y \right\} + y^2 \left\{ \frac{1}{n_2^2} + s_{21}E_x^2 + \dots + 2s_{26}E_xE_y \right\} + z^2 \left\{ \frac{1}{n_3^2} + s_{31}E_x^2 + \dots + 2s_{36}E_xE_y \right\} \\ + 2yz \{ s_{41}E_x^2 + \dots + 2s_{46}E_xE_y \} + 2zx \{ s_{51}E_x^2 + \dots + 2s_{56}E_xE_y \} + 2xy \{ s_{61}E_x^2 + \dots + 2s_{66}E_xE_y \} = 1$$

où les éléments s_{ij} de la matrice 6x6 sont les coefficients Kerr dans les axes principaux du milieu.

On peut montrer que la biréfringence induite est de la forme:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 s_{ij} E^2$$

que l'on écrit:

$$\Delta n = K \lambda E^2$$

K est appelé la constante de Kerr:

$$s_{ij} = -\frac{K \lambda}{n^3}$$

Le tableau II donne les valeurs des coefficients Kerr de quelques matériaux.

TABLEAU II: Constantes Kerr de quelques matériaux

LIQUIDES	λ (μm)	K (x 10-14 m/V ²)
Eau	0.59	5.1
Sulfure de carbone	0.63	3.2
Nitrotoluène	0.59	137
Nitrobenzène	0.59	244
BaTiO ₃	0.63	0.22
PLZT	0.55	2.6
KDP	0.55	3.1 x 10 ⁻³

L'effet électro-optique quadratique est observé dans la plupart des **liquides** (eau, CS_2 ,...). La biréfringence qui est créée s'explique par l'orientation des molécules sous l'effet du champ électrique appliqué E .

Une cellule de Kerr est constituée d'un condensateur immergé dans le liquide. Les tensions demi-onde typiques de ces cellules sont de quelques 10 kV/cm. Comme les constantes de temps d'établissement des phénomènes sont extrêmement courtes (<ps), les limitations de bande passante proviennent de l'électronique de commande. C'est la raison pour laquelle les cellules de Pockels sont préférées à ces cellules liquides.

Parmi les matériaux **solides**, les céramiques PLZT (matériaux polycristallins composés de Pb, La, Zr, Ti) présentent un effet Kerr important ainsi qu'une grande souplesse d'utilisation, car la biréfringence induite par le champ électrique appliqué peut être ajusté par la composition du polycristal: $\text{Pb } 1-x \text{ La } x \text{ Zr } 0,65 \text{ Ti } 0,35$.

Ces composés sont transparents de 0,4 à 5 μm . En outre leur tension d'ouverture est relativement faible, de l'ordre de 100 à 200 V pour une bande passante de quelques MHz. Ils trouvent des applications intéressantes comme obturateurs, notamment de faisceaux de grande dimension (10 à 15 cm de diamètre).

Caractéristiques d'un obturateur commercial:

- * Diamètre de la céramique = 50 mm
- * Tension de commande = 500 V
- * Transmission état ouvert = 30 %
- * Transmission état fermé $< 10^{-2}$

1 - D - ELECTRO-ABSORPTION DANS LES MATERIAUX SEMI-CONDUCTEURS

Effet FRANZ KELDYSH

En présence d'un fort champ électrique, le bord d'absorption d'un matériau semiconducteurs est déplacé vers les grandes longueurs d'onde comme illustré sur la figure dans le cas de GaAs soumis à un champ de $1,3 \times 10^5 \text{ V/cm}$. Dans les matériaux à bande interdite directe comme les semiconducteurs III V (GaAs, InP..) le bord de bande étant très abrupt, de grandes variations de l'absorption peuvent être ainsi créées; à la longueur d'onde de 9000 Å le coefficient d'absorption passe de 25 cm^{-1} à 10^4 cm^{-1} quand le champ électrique est appliqué.

Franz-Keldysh shift of the absorption edge of GaAs. Curve A is the zero field absorption curve for GaAs. (Circular dots represent experimental data points for n-type material with carrier concentration $n = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. For the square dots $n = 5.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.) Curve B shows the shifted absorption edge for a field of $1.3 \times 10^5 \text{ V/cm}$.

Un modulateur Franz-Keldysh typique est constitué d'une diode Schottky ou d'une jonction pn que l'on polarise en inverse afin de créer un champ électrique intense dans la zone de charge d'espace. Ces dispositifs peuvent être utilisés avec propagation de la lumière perpendiculairement au substrat (quand il est transparent), mais ils deviennent particulièrement efficaces dans le cas des ondes guidées dans le plan des couches.

La longueur du modulateur est choisie à partir de courbes telles que celles de la figure afin d'établir le compromis entre perte d'insertion minimum au repos et profondeur de modulation maximum à la longueur d'onde de travail.

1 - E - APPLICATIONS : MODULATEURS

L'effet électro optique trouve un grand domaine d'applications: modulation de phase ou d'amplitude de la lumière, Q-switching ou mode-locking des lasers,...

1 - E - a - 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 Ω 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 : $J_n(2\pi/\lambda L \Delta n)$.

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.

KDP en mode longitudinal:

On a vu qu'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 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:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} V$$

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.

$$I_T = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma}{2} = \sin^2 \frac{\pi V}{2 V_\pi}$$

avec $V_\pi = \lambda / (2n_o^3 r_{63})$

Vers $0,6 \mu\text{m}$, V_π vaut environ 10 kV.

KDP 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 où le champ est appliqué selon z . Il apparaît un déphasage constant lié à la biréfringence intrinsèque du cristal (que l'on compense avec un Babinet-Soleil par exemple) et un déphasage Γ proportionnel à V :

$$\Gamma = \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} \frac{L}{d} V$$

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_o^3 r_{63}} \left(\frac{d}{L} \right)$$

Un tel dispositif en configuration transverse requiert une tension de commande moindre. exemple : KD*P à $0,6 \mu\text{m}$ avec un rapport d/L de 0,1 a un $V_\pi < 700 \text{ V}$.

LiNbO3 en mode transverse :

Si la polarisation linéaire de l'onde se propageant suivant y est parallèle à z ainsi que le champ électrique, on peut alors obtenir de la modulation de phase qui se superpose à un déphasage intrinsèque au cristal.

$$V_{\pi} = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33}} d$$

qui est inférieure à 50 V avec $d = 0,25$ mm et $L = 9,5$ mm à $0,6 \mu\text{m}$.

1 - E - b - Considérations sur la conception d'un modulateur

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,

$$V_{\pi}^{\text{TRANSVERSE}} = \frac{d}{L} V_{\pi}^{\text{LONGITUDINAL}}$$

mais il est nécessaire de compenser la biréfringence intrinsèque au cristal en fonction de la température.

Facteur géométrique:

En configuration transverse, la tension demi-onde est proportionnelle à d/L . En pratique d et L ne sont pas indépendants. Sauf avec un faisceau optique guidée, la valeur minimale permise pour d est déterminée par la diffraction.

Si on considère un faisceau gaussien de rayon w_0 , on peut montrer que:

$$d_{\text{optimum}} = 2S \sqrt{\frac{\lambda L}{n \pi}}$$

avec S =coefficient de sécurité compris typiquement entre 3 et 6.

Exemple: LiTaO_3 : $L = 9,5 \text{ mm}$, $n_o \sim n_e = 2,19$

à $0,6 \mu\text{m}$, $d_{\min} = 60 \mu\text{m}$

pour $S=4$, $d=0,25 \text{ mm}$

On en déduit que $V_\pi = 70 \text{ V}$ en configuration de modulation d'amplitude et 50 V en modulation de phase.

Aspect électrique

Le modulateur peut se représenter électriquement par une capacité, la résistance série et la self étant a priori négligeables. Sa bande passante est donc limitée par la constante de temps RC , où R est l'impédance de la charge d'adaptation au circuit de commande que l'on place en parallèle sur les électrodes du modulateur et qui vaut généralement 50Ω .

On définit la puissance de commande par unité de bande passante électrique: $P/\Delta f \text{ en mW/MHz}$.

La puissance étant dissipée en majeure partie sur la charge R d'adaptation:

$$P = \frac{V_m^2}{2R}$$

$$\Delta f = 1/(2\pi RC)$$

$$P/\Delta f = \pi C V_m^2$$

Avec la structure transverse, on peut calculer que:

$$(P/\Delta f)_{\text{KDP}} = 24 S^2 \text{ mW/MHz}$$

$$(P/\Delta f)_{\text{LiNbO}_3} = 0,54 S^2 \text{ mW/MHz}$$

ce qui montre la supériorité du LiNbO_3 par rapport au KDP. Mais le seuil de dommage est plus faible et il présente des effets photoréfractifs dans le visible.

L'introduction d'une self L dans le circuit de commande du modulateur peut en faire un circuit résonant autour de la fréquence $\frac{1}{\sqrt{LC}}$ et ainsi diminuer la consommation du dispositif.

Facteur de mérite

De façon générale on a vu que la tension demi-onde dépendait du terme $n^3 r_{ij}$; c'est le facteur de mérite qui est le plus souvent employé pour classer les matériaux présentant de l'effet

Pockels (cf Tableau I). Il ne faut cependant pas perdre de vue que la constante diélectrique du matériau $\epsilon_0\epsilon_r$, intervient également dans l'expression de la puissance dissipée par l'intermédiaire de C.

Limitation de la bande passante par le temps de transit de l'onde optique:

Pour des fonctionnements à haute fréquence, le champ électrique peut varier de façon significative pendant le temps $\tau = nL/c$ mis par la lumière pour traverser le cristal. Cette limitation peut être largement levée avec les modulateurs à ondes progressives: dans ces derniers l'onde hyperfréquence et l'onde optique se propagent codirectivement à l'intérieur du cristal. Les électrodes doivent alors constituer une ligne adaptée. L'onde optique verra donc toujours la même valeur du champ électrique (aux pertes de propagation près) si les ondes se propagent à la même vitesse. La limitation ultime résulte du désaccord de phase possible entre les deux ondes:

$$f_{\max} = \frac{c}{2L(n - n_{\text{microonde}})}$$

où les n désignent les indices des ondes optique et microonde.

1 - E - c - Caractéristiques importantes d'un modulateur

** Profondeur de modulation :*

- dans le cas d'un mod d'amplitude, $\eta = |I(0) - I(V)| / I(0)$
- dans le cas d'un mod de phase on peut prendre la même définition en se ramenant à une modulation d'intensité; alors $\eta = \sin^2(\Gamma/2)$

** Diaphotie ou taux d'extinction optique*

s'exprime en dB par: $= 10 \log(I_{\text{TRANSMIS}}^{\text{MIN}} / I_{\text{TRANSMIS}}^{\text{MAX}})$

** Bande passante:*

Quand elle est définie comme la différence de fréquence pour laquelle la profondeur de modulation chute de moitié, on parle de bande à 3 dB optique. Mais on définit souvent la bande passante à 3 dB électrique (profondeur de modulation réduite à 71 % de sa valeur).

Dans le cas d'un commutateur on définit usuellement le temps de commutation qui est relié à la bande passante par l'expression

$$T = 2\pi/\Delta f.$$

* *Perte d'insertion*

donnée habituellement en decibels (dB). $L_i = 10 \log_{10}(I_{\text{Transmis}}/I_{\text{Incident}})$

2 - EFFETS ACOUSTO-OPTIQUES

2 - A - GENERALITES

Les contraintes mécaniques produites par une onde acoustique se propageant dans un milieu génèrent du fait de l'effet photoélastique une modification de l'indice de réfraction. Une onde acoustique variant périodiquement va produire un réseau d'indice de réfraction de même période. Une onde optique interagissant avec ce réseau va être diffractée

- * soit suivant plusieurs ordres, c'est le **régime Raman-Nath**,
- * soit suivant un seul ordre, c'est le **régime de Bragg**.

Ces interactions acousto-optiques ont une grande importance pratique; elles sont à la base de nombreux dispositifs de modulation ou de déflexion utilisés pour l'hétérodynage, l'analyse de spectre, le Q-switching ou le mode-locking des lasers.

Ce phénomène peut être décrit à partir du tenseur photoélastique du matériau. De même qu'avec l'effet électro-optique, l'effet d'une contrainte sur les propriétés optiques d'un milieu (solide ou liquide) va se traduire par une modification de l'ellipsoïde des indices.

- Cellule élémentaire de diffraction acoustooptique

Si l'ellipsoïde des indices est rapporté dans ces axes principaux (x, y, z), il peut s'écrire:

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1$$

où n_1, n_2, n_3 sont les indices principaux de réfraction.

En employant la notation contractée qui résulte des symétries de permutation et qui permet de simplifier l'écriture des tenseurs, c'est par le tenseur photoélastique $[p_{ij}]$ qu'on relie la contrainte S et l'indice de réfraction:

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = p_{ij} S_j, \quad i, j = 1, 2, \dots, 6$$

où les S_j sont les composantes de la contrainte.

$$S_1 = S_{xx}$$

$$S_2 = S_{yy}$$

$$S_3 = S_{zz}$$

$$S_4 = S_{yz}$$

$$S_5 = S_{zx}$$

$$S_6 = S_{xy}$$

L'équation de l'ellipsoïde des indices devient donc:

$$x^2 \left\{ \frac{1}{n_1^2} + \sum_{j=1}^6 p_{1j} S_j \right\} + y^2 \left\{ \frac{1}{n_2^2} + \sum_{j=1}^6 p_{2j} S_j \right\} + z^2 \left\{ \frac{1}{n_3^2} + \sum_{j=1}^6 p_{3j} S_j \right\} + 2yz \left\{ \sum_{j=1}^6 p_{4j} S_j \right\} + 2zx \left\{ \sum_{j=1}^6 p_{5j} S_j \right\} + 2xy \left\{ \sum_{j=1}^6 p_{6j} S_j \right\} = 1$$

Les contraintes de façon générale modifient les dimensions et la forme de l'ellipsoïde des indices.

Ce sont les symétries qui dictent les relations entre les 36 coefficients du tenseur p_{ij} .

Dans les solides monocristallins les interactions acousto-optiques dépendent donc de l'orientation par le fait de $[p]$.

Par exemple pour un milieu isotrope (eau) $[p]$ ne possède que 2 coefficients indépendants p_{11} et p_{12} ($= 0,31$ à $0,6 \mu\text{m}$).

Considérons la propagation d'une onde acoustique longitudinale suivant l'axe z . le champ de contraintes associé à cette onde sonore est donc:

$$S_z = S \sin(\Omega t - Kz)$$

où K est le nombre d'onde.

L'ellipsoïde des indices s'écrit:

$$x^2 \left\{ \frac{1}{n^2} + p_{12} S \sin(\Omega t - Kz) \right\} + y^2 \left\{ \frac{1}{n^2} + p_{12} S \sin(\Omega t - Kz) \right\} + z^2 \left\{ \frac{1}{n^2} + p_{11} S \sin(\Omega t - Kz) \right\} = 1$$

où n est l'indice de réfraction de l'eau.

Puisqu'il n'y a pas de termes croisés les axes principaux restent inchangés et les nouveaux indices de réfraction sont donnés par:

$$n_x = n - \frac{1}{2} n^3 p_{12} S \sin(\Omega t - Kz)$$

$$n_y = n - \frac{1}{2} n^3 p_{12} S \sin(\Omega t - Kz)$$

$$n_z = n - \frac{1}{2} n^3 p_{11} S \sin(\Omega t - Kz)$$

On peut noter qu'en présence de l'onde sonore l'eau devient un milieu périodique qui est équivalent à un réseau de volume avec une période de réseau égale à $2\pi/K = \Lambda$.

Dans le cas du LiNbO_3 du LiTaO_3 ou du quartz qui appartiennent à la classe cristalline $3m$, le tenseur possède 8 coefficients photoélastiques indépendants.

On montrerait que de même une onde de cisaillement produit un réseau de volume.

TABLEAU III: Propriétés photoélastiques de quelques matériaux

MATERIAU	VITESSE ACOUSTIQUE (km/s)	M_1	FIGURE DE MERITE $M_2 (\times 10^{-15} \text{ s}^3/\text{kg})$	M_3
Silice	6	8	1.5	1.3
H ₂ O	1,5	4.4	160	30
TeO ₂	0,617	323	793	14
PbMoO ₄	3,75	15	24	28
LiNbO ₃	8.6	67	7	10
KDP	5.5	9	4	1.5
GaAs	5.1	925	104	180

2 - B - CONCEPT DE BASE DES INTERACTIONS AO

Une onde acoustique qui varie périodiquement produit donc un réseau d'indice de réfraction de période égale à la longueur d'onde acoustique. Les variations d'indice de réfraction autour de la valeur moyenne sont de l'ordre de 10^{-4} . Une onde optique interagissant avec ce réseau va être diffractée

A partir de la valeur du changement de l'indice, que l'on peut écrire:

$$\Delta n = \sqrt{M_2 10^7 P_a / 2A}$$

, on définit le facteur de mérite de diffraction:

$$M_2 = \frac{n^6 p^2}{\rho v_a^3}$$

où

n est l'indice de réfraction du milieu non contraint

p est l'élément convenable du tenseur photoélastique

P_a est la puissance acoustique totale en W

ρ est la masse volumique

v_s est la vitesse sonore dans le milieu

A est la section de l'onde sonore.

Toutes les quantités sont en unités cgs, sauf P_s (en watts)

L'effet est relativement faible même pour un choix optimum de matériau et d'orientation. Par exemple, à $0,63\mu\text{m}$ M_2 vaut $1.51 \times 10^{-18} \text{ s}^3/\text{gm}$ pour la silice fondue et $6,9 \times 10^{-18}$ pour LiNbO_3 . Pour une densité de puissance acoustique de 100 W/cm^2 , Δn ne dépasse pas 10^{-4} .

Cette perturbation varie avec le temps et l'espace. S'il s'agit d'une onde progressive la perturbation va se déplacer dans le milieu à la vitesse du son v_s (typiquement quelques 10^3 m/s) c'est à dire à une vitesse de quelques 5 ordres de grandeur plus faible que celle de la lumière. Ceci veut dire que la perturbation est quasi stationnaire.

Il en résulte qu'une onde optique de vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$ interagissant avec une onde sonore de vecteur d'onde K ($K = \frac{2\pi}{\Lambda}$) sera efficacement réfléchiée dans les directions définies par

$$2k \sin \theta = mK = m \frac{2\pi}{\Lambda}$$

où m est un entier.

D'après le principe de conservation de l'énergie et des moments, on peut montrer que la diffraction sur plusieurs ordres (Figure a) ne peut se produire que si le milieu a une épaisseur très petite par rapport à Λ , (condition de réseau mince du régime de Raman-Nath) et que dans le cas contraire du réseau épais, cette diffraction (Figure b) se réduit à un seul ordre (cas du régime de Bragg).

Dans ce dernier cas, la relation précédente se réduit à:

$$2k \sin \theta = K$$

ou encore $2\Lambda \sin \theta = \frac{\lambda}{n}$

C'est la condition de Bragg.

Par ailleurs on montre que l'onde réfléchie est déplacée en fréquence de $\pm\Omega$.

On utilise le paramètre Q :

$$Q = \frac{2\pi\lambda L}{n\Lambda^2}$$

pour distinguer les deux types fondamentaux d'interaction acousto-optique.

* Si $Q \ll 1$, ou encore si $L \ll \frac{\Lambda^2 n}{2\pi\lambda}$, l'onde incidente va diffracter suivant plusieurs ordres. C'est le régime de Raman-Nath correspondant à la diffraction par un réseau mince.

* Si $Q \gg 1$, ou encore si $L \gg \frac{\Lambda^2 n}{2\pi\lambda}$, l'onde incidente va diffracter suivant un seul ordre. C'est le régime de Bragg correspondant à la diffraction par un réseau épais.

La tranche intermédiaire correspondant à un régime composite n'a en pratique aucun intérêt. Dans tous les cas, les ondes diffractées ont une fréquence différente de la fréquence de l'onde incidente.

2 - B - 1 - REGIME RAMAN- NATH

La structure de base de l'interaction est illustrée sur la figure .La lumière passant à travers le milieu dans la direction z subit un déphasage donné par:

$$\Delta\phi = \frac{\Delta n 2\pi n L}{\lambda} \sin \frac{2\pi y}{\Lambda}$$

où Δn est le changement d'indice induit par l'onde acoustique, L la longueur d'interaction et Λ la longueur d'onde acoustique.

On en déduit que :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n}{\lambda} \sqrt{M_2 10^7 P_a L / (2a)} \sin \left(\frac{2\pi y}{\Lambda} \right)$$

où a est l'épaisseur du faisceau acoustique.

La lumière incidente est alors diffractée dans plusieurs ordres suivant des angles donnés par la relation:

$$\sin \theta = \frac{m\lambda}{n\Lambda} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

L'intensité des différents ordres diffractés est donnée par:

$$I/I_0 = \{J_m(\Delta\phi')\}^2 / 2 \quad |m| > 0$$

$$\{J_0(\Delta\phi')\}^2 \quad m = 0$$

où J sont les fonctions de Bessel, I_0 est l'intensité optique transmise en l'absence d'onde acoustique et $\Delta\phi'$ est la valeur maximum de $\Delta\phi$.

Du fait de la diffraction dans plusieurs ordres et d'un indice de modulation plus faible, le régime de Bragg est plus employé.

2 - B - 2 - REGIME BRAGG

Le faisceau incident doit avoir un angle remplissant la condition de Bragg:

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda n}$$

Le faisceau diffracté (ordre 1) émerge alors avec un angle de $2\theta_B$ par rapport au faisceau non diffracté (ordre 0) avec une intensité I_D égale à :

$$\frac{I_D}{I_0} = \sin^2\left(\frac{\Delta\phi'}{2}\right)$$

où I_0 est l'intensité transmise en l'absence de champ acoustique. Le taux de modulation maximum vaut:

$$\frac{I_D}{I_0} = \sin^2\left(\frac{\pi n}{\lambda}\right) \sqrt{10^7 M_2 P_a L / (2a)}$$

2 - C - APPLICATIONS : MODULATEUR, DEFLECTEUR, ANALYSEUR DE SPECTRE

Les principales applications sont les modulateurs de lumière, les déviateurs de lumière, les modulateurs multifréquences, les composants de traitement de signal (analyse de Fourier, convolution, filtrage, corrélation, autocorrélation,...).

A côté du facteur de mérite M_2 , est souvent employé pour qualifier les matériaux destinés à la modulation ou à la déflexion le facteur M_1 ,

TABLEAU IV

FACTEURS DE MERITE ACOUSTOOPTIQUE
VALEURS ET SIGNIFICATIONS

Facteur de mérite	Valeurs	Signification [†]
M_1	$\frac{n^7 p^2}{\rho v}$	$= n \Delta f_B$
M_2	$\frac{n^6 p^2}{\rho v^3}$	$= n$
M_3	$\frac{n^7 p^2}{\rho v^2}$	$= n \Delta f_B \tau$

[†] n est la proportion de lumière diffractée, Δf_B est la limitation d'utilisation en fréquence due à l'écart à l'incidence de Bragg, τ le temps d'accès; n , p , ρ , v sont respectivement l'indice, le coefficient photoélastique, la densité et la vitesse des ondes acoustiques.

$$M_1 = \frac{n^7 p^2}{\rho v_a}$$

qui rend compte en plus de l'efficacité de diffraction de la bande passante de modulation. Un troisième facteur de mérite apparaît aussi, le facteur M_3 ,

$$M_3 = \frac{n^7 p^2}{\rho v_a^2}$$

qui en outre rend compte du temps d'accès.

Les modulateurs de Bragg sont capables de fonctionner comme **défecteurs de faisceau** ou comme commutateurs puisque le faisceau de sortie fait un angle différent du faisceau d'entrée.

Si la fréquence de l'onde acoustique est maintenue constante, le faisceau peut être commuté de 2θ en appliquant une puissance acoustique suffisante pour produire 100 % de diffraction de l'ordre 0 dans l'ordre 1.

Les **modulateurs de lumière** réalisent le contrôle de l'intensité du faisceau diffracté; il suffit de moduler en HF le transducteur piézoélectrique et occulter la partie du faisceau non diffractée. Les critères sont ici la bande de fréquence de modulation et la cadence qui peut être limitée par le temps d'accès (temps de parcours de l'onde acoustique dans le faisceau lumineux: typiquement $1,68 \mu\text{s/cm}$ pour la silice). Pour améliorer cette dernière caractéristique le faisceau lumineux est généralement focalisé dans le modulateur acousto-optique.

Par ailleurs on peut faire varier la fréquence de l'onde acoustique pour modifier l'angle de déflexion.

Dans les applications à la déflexion, un paramètre important est le nombre N de points résolus.

On peut montrer que N est de l'ordre de :

$$N = \frac{2\Lambda b n}{\lambda L}$$

où b est la largeur du faisceau incident.

Un autre paramètre important du déflecteur est la bande passante du signal acoustique qu'il peut accepter. On peut montrer qu'elle est égale à

$$\Delta f = 2v_a \Lambda \lambda L$$

Il en résulte que $N = \Delta f t$ où t désigne le temps de transit de l'onde acoustique à travers le faisceau de largeur b ($t = b/v_a$). En pratique très souvent la réponse est limitée par la réponse du transducteur piézoélectrique qui sert à générer l'onde acoustique.

Il faut noter qu'il existe un compromis entre le nombre de poits résolus N et le temps d'accès, puisque le temps de transit peut être diminué en réduisant b , mais du coup il y a moins de points résolus.

Ordre de grandeur:

$\Delta f = 1$ GHz; pour avoir $N = 1000$, il faut $t = 1$ μ s et $b = 3,4$ mm en supposant $v_s = 3,4 \times 10^3$ m/s.

3 - EFFETS MAGNETO-OPTIQUES

3 - A - EFFET FARADAY

L'effet magnéto-optique principal, l'effet Faraday, est très important dans les grenats ferrimagnétiques tels les grenats d'yttrium et de fer (Yttrium Iron Garnet ou YIG) et ses dérivés. En effet, cet effet consiste en une rotation indépendante du sens de propagation, de la polarisation d'un faisceau lumineux; il est couramment d'une centaine de degrés par cm et peut suivant les matériaux et la longueur d'onde atteindre plusieurs dizaines de milliers de degrés par cm. Le YIG et ses substitués ont une fenêtre de transparence située entre 1,1 et 4,5 μ m.

Si on considère un milieu supposé infini d'aimantation M , les deux principaux effets décrivant l'interaction entre une onde optique et M sont l'effet Faraday et l'effet Cotton - Mouton. L'effet Faraday concerne l'interaction de la lumière et la composante de M suivant la direction de propagation; l'effet Cotton - Mouton correspond à l'interaction avec la composante normale à la propagation.

Pour une propagation perpendiculaire à l'aimantation seules interviennent les interactions du second ordre. Nous ne le traiterons pas ici.

Les interactions du premier ordre se traduisent en milieu uniformément aimanté par une biréfringence circulaire. En effet les modes propres ont des polarisations circulaires contradictoires auxquelles correspondent les indices de réfraction:

$$n_{\pm} = \sqrt{\epsilon_r} \pm \frac{AM_z}{2\sqrt{\epsilon_r}}$$

où M_z est la composante de l'aimantation dans la direction de propagation de la lumière. On suppose une onde incidente polarisée linéairement; après avoir parcouru une distance L , ses composantes propres contrarotatives qui se propagent avec des vitesses différentes sont déphasées et le champ résultant qui est aussi polarisé linéairement subit une rotation θ_F égale à:

$$\theta_F = \frac{\pi AM_z L}{\lambda \sqrt{\epsilon_r}}$$

θ_F est la rotation de Faraday, λ est la longueur d'onde.

Une caractéristique importante de cette rotation est sa non réciproité: l'inversion du sens de propagation ne change pas le sens de rotation. Pour le YIG à $1,15 \mu\text{m}$ la rotation de Faraday est de $263^\circ/\text{cm}$; ceci correspond à un écart de l'ordre de 10^{-4} entre les indices des deux polarisations circulaires contrarotatives.

3 - B - APPLICATIONS : ISOLATEUR OPTIQUE

Un isolateur permet de protéger la source de lumière des réflexions parasites; ces réflexions sont bien connues pour rendre instable l'émetteur laser. Avec le développement des communications par fibre optique, ces composants deviennent de plus en plus utiles pour protéger la diode laser à semiconducteur des réflexions provenant des divers composants optiques situés tout le long de la liaison.

Un isolateur est composé d'un tronçon non réciproque et de deux polariseurs correctement orientés comme l'indique la figure précédente.

Dans la section non réciproque constituée d'un tronçon de YIG le plan de rotation de la lumière tourne de 45° par effet Faraday. Toute lumière réfléchie aura après un second passage dans ce tronçon une polarisation croisée avec le polariseur d'entrée. L'isolation est donc obtenue.

Un isolateur magnéto-optique fonctionnant à $1,3\mu\text{m}$ ou $1,5\mu\text{m}$ est constitué d'un cristal de YIG de 1 à 5 mm de long soumis à l'aide d'un aimant Sm-Co à un champ magnétique supérieur à 2000 Oe qui aligne l'aimantation parallèlement à la direction de propagation de la lumière. Les deux extrémités du YIG sont traitées antireflet.

Typiquement les pertes totales sont de l'ordre de 1 dB et le taux d'isolation est > 25 dB. Ces dispositifs utilisent du YIG pour l'IR et des verres paramagnétiques pour le domaine visible. Il existe même maintenant des isolateurs de structure optique plus complexe qui sont indépendants de la polarisation de la lumière.

Le faisceau incident est décomposé en deux polarisations orthogonales par le polariseur d'entrée. Les deux polarisations sont ensuite traitées séparément suivant la méthode décrite précédemment avant d'être recombinaées par le polariseur de sortie.

Ces dispositifs sont d'autant plus indispensables que les sources lasers semiconducteurs sont plus cohérentes (laser DFB monofréquence); deux isolateurs en série procurant des taux d'isolation voisins de 70 dB sont parfois nécessaires. Pour ces applications, les isolateurs sont

directement munis de fibres amorcees monomodes; ils emploient des microoptiques pour assurer un couplage optique efficace. Les pertes d'insertion restent $< 1-2$ dB et le taux d'isolation > 25 dB pour un élément.

4 - ONDE OPTIQUE GUIDEE

4 - A - GENERALITES

L'idée de base est de guider la lumière dans un film mince transparent déposé sur un substrat afin de s'affranchir de la diffraction. Il est ainsi possible de faire propager sur la longueur voulue un faisceau de taille très réduite sans qu'il ne diverge. Pour cela il suffit que la lumière se propage dans un matériau dont l'indice de réfraction est supérieur à celui des milieux environnants. Etant donné que les caractéristiques des composants sont d'autant meilleurs que les faisceaux guidés ont une section faible favorisant une interaction efficace avec la perturbation appliquée, il est préférable de ne considérer que des guides monomodes, associables à des fibres monomodes qui elles aussi ont de meilleures performances que les fibres multimodes. Les sections typiques de tels guides monomodes sont de quelques μm^2 et les différences d'indice de réfraction vont de 10^{-3} à 10^{-1} . Nous allons voir qu'un guide monomode est conçu en jouant à la fois sur les épaisseurs des couches et leurs indices de réfraction respectifs.

4 - B - PROPAGATION GUIDEE MONOMODE ET MULTIMODE

4 - B - 1 - Modes TE et TM d'un guide plan monocouche

Considérons la propagation d'une onde optique monochromatique de pulsation ω se propageant suivant l'axe z :

$$\vec{E} = \vec{E}(x, y) \exp -i(\omega t - \beta z)$$

$$\vec{H} = \vec{H}(x, y) \exp -i(\omega t - \beta z)$$

où $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n = kn$ est la constante de propagation.

La structure est constituée de couches minces planes isotropes, sans perte et sans charge de courant (permittivité μ_0)

Des équations de Maxwell, on peut déduire l'équation de Helmholtz valable dans chacun des milieux j ($j = 1, 2, 3$)

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 n_j^2 \vec{E} = 0$$

Les milieux étant semi-infinis dans la direction y ($\frac{\partial}{\partial y} = 0$), on peut montrer qu'il existe deux

types de solution indépendantes au problème:

- * les modes TE dont les seules composantes non nulles sont E_y , H_x et H_z ;
- * et les modes TM dont les seules composantes non nulles sont E_x , E_z et H_y .

La condition de guidage dans le milieu 1 s'écrit en imposant l'existence d'une solution sinusoïdale dans le milieu 1 avec évanescence des champs dans les milieux 2 et 3. Il en résulte que l'indice effectif des modes guidés possibles doit satisfaire simultanément:

$$n \geq n_3$$

$$n \leq n_1$$

$$n \geq n_2$$

En supposant que $n_1 > n_2 > n_3$, les solutions mathématiques sont illustrées sur le diagramme de la figure suivante.

où

- (a) n'est pas une solution physique possible
 (b) et (c) sont des modes guidés bien confinés (TE_0 , TE_1 ,...)
 (d) est un mode de substrat
 (e) est un mode d'air

La condition de guidage s'exprime donc par:

$$n_1 \geq n \geq n_2 \geq n_3$$

L'équation modale des modes TE (resp. TM) résulte de l'écriture de la continuité des composantes tangentielles des champs E et H aux interfaces 3-1 et 1-2.

$$t = \frac{1}{\sqrt{n_1^2 - n^2}} \left(m\pi + \tan^{-1}[\eta_1 \sqrt{\frac{n^2 - n_2^2}{n_1^2 - n^2}}] + \tan^{-1}[\eta_2 \sqrt{\frac{n^2 - n_3^2}{n_1^2 - n^2}}] \right)$$

avec: * $\eta_1 = \eta_2 = 1$ pour TE

$$* \eta_1 = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \quad \eta_2 = \left(\frac{n_1}{n_3}\right)^2 \text{ pour TM}$$

Il apparaît donc une relation transcendante entre l'indice effectif du mode propagé et les paramètres du guide (t, n_1, n_2, n_3). Elle montre que le guidage dans le milieu 1 ne peut se faire que pour certaines valeurs discrètes de n ; m désigne le numéro du mode correspondant (il indique également le nombre de zéros de la fonction champ électrique).

Le schéma illustrant le comportement général des solutions de l'équation modale fait apparaître des épaisseurs de coupure pour les différents modes TE_m et TM_m . Cette épaisseur correspond à la limite du confinement dans le milieu 1, c'est à dire quand $n = n_2$.

La figure illustre le profil de champ des modes guidés d'ordre différent. On peut noter qu'une partie notable de la lumière se propage à l'extérieur de la couche 1. On définit pour quantifier ce phénomène le **facteur de confinement** du mode comme étant le rapport entre la puissance guidée dans la couche 1 et la puissance totale du mode. Il est donc compris entre 0 et 1.

Il est pratique de normaliser les équations de dispersion en définissant:

* la fréquence normalisée: $v = \frac{2\pi}{\lambda} t \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$

* la constante de propagation normalisée: $b = \frac{n^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}$

* le paramètre d'asymétrie: $a = \frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}$ $a = 0$ pour un guide symétrique et $+\infty$ pour un guide

où $n_1 \approx n_2 > n_3$.

L'équation modale peut ainsi s'écrire dans le cas TE:

$$v\sqrt{1-b} = m\pi + \tan^{-1}\sqrt{\frac{b}{1-b}} + \tan^{-1}\sqrt{\frac{a+b}{1-b}}$$

Le cas TM peut se traiter de manière semblable en posant: $a_{TM} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^4 a$. Il se ramène à la même

équation que TE quand $n_1 - n_2 \ll$.

Cas d'un profil d'indice quelconque:

La résolution du problème est alors plus complexe et ne peut se faire analytiquement que pour quelques profils simples (linéaire, exponentiel,...).

Une méthode approximative très souvent employée est celle des multicouches qui consiste à remplacer le profil d'indice par une série de marches d'indice constant et d'utiliser le formalisme matriciel bien connu pour le calcul des systèmes optiques multicouches, rendant systématique la répétition des conditions aux limites aux interfaces. La précision dépend évidemment du nombre de marches utilisés. L'équation des modes cherchés est obtenue en annulant le déterminant du produit des matrices traduisant le passage d'une onde guidée à travers les multicouches.

Une autre méthode approximative est également employée pour résoudre le cas de la propagation dans des milieux d'indice variable; c'est la méthode WKB largement discutée en mécanique quantique.

La condition qui va permettre de calculer les valeurs des indices n des modes pouvant se propager est alors:

$$k \int_0^{x_m} \{n(x)^2 - n(x_m)^2\} dx - 2\Phi_1 - 2\Phi_2 = 2m\pi$$

où x_m est le "point tournant" du mode d'ordre m pour lequel $n(x_m) = n_m$.

C'est en ce point que la solution passe d'une allure oscillatoire à une allure évanescence. et où $-2\Phi_1$ et $-2\Phi_2$ représentent les déphasages au point tournant et à la surface du guide.

En considérant le problème WKB inverse, cette équation permet de reconstruire un profil d'indice inconnu à partir de la mesure des indices des modes propagés par une structure. Quand les milieux ont des profils simples, la méthode conduit à une résolution exacte; quand ils sont inhomogènes, la résolution ne peut être que numérique.

4 - B - 2 - Guide à 2 Dimensions. Méthode des indices effectifs

Il n'y a pas de solution analytique exacte au problème de propagation dans une structure à 2 dimensions comme celle illustrée sur la figure .

Comme en général les différences d'indice relatives sont faibles (<5%), on peut simplifier le traitement en supposant que la polarisation de la lumière est identique à celle d'un guide plan. Cette approximation permet de considérer le problème vectoriel à l'aide d'une équation scalaire.

Une des méthodes les plus utilisées pour analyser les guides à deux dimensions est la méthode dite des indices effectifs. Le principe illustré sur la figure suivante, consiste à ramener le problème à deux dimensions à la résolution de deux problèmes à une dimension.

Principe de la méthode des indices effectifs

Supposons que $n_1 > n_2 \gg n_3$. On commence par calculer l'indice effectif du guide plan d'épaisseur égale à celle du guide ruban; on peut connaître exactement la valeur de l'indice effectif n_{eff} dans le cas des deux polarisations qui sont alors purement TE ou TM. On calcule ensuite les constantes de propagation du guide plan d'épaisseur égale à celle du guide ruban et d'indice égal à n_{eff} . La constante de propagation de la lumière dans le guide ruban est supposée égale à celle du guide plan équivalent ainsi obtenu.

4 - B - 3 - Modes couplés

Un grand nombre de composants (coupleur directif, convertisseur de modes TE $\leftrightarrow$ TM, modes diffractés par un réseau,...) implique le couplage entre modes.

Les modes étant supposés sans perte et non perturbés par le couplage (faible couplage), le formalisme des modes couplés conduit au système d'équations suivantes:

$$dA/dz = KB \exp(j\Delta\beta z)$$

$$dB/dz = KA \exp(-j\Delta\beta z)$$

où A et B sont les amplitudes des deux modes couplés codirectifs, $\Delta\beta$ représente la différence entre leur constantes de propagation et K est le coefficient de couplage.

La solution de ce système différentiel conduit pour le taux de conversion défini par $R(z) = I_A(z)/I_A(0)$ à l'expression:

$$R(z) = \frac{4K^2}{4K^2 + \Delta\beta^2} \sin^2 \left\{ \left(4K^2 + \Delta\beta^2 \right)^{1/2} \frac{z}{2} \right\}$$

où A(z) est l'intensité de l'onde A en z.

Le taux de conversion maximal R_M vaut:

$$R_M = \frac{4K^2}{4K^2 + \Delta\beta^2}$$

Cette relation montre que pour K constant la conversion n'est complète que si $\Delta\beta = 0$. Dans ce cas on obtient une conversion complète pour une distance z_0 telle que $z_0 = \pi/(2K)$.

Alors, $I_A(z) = \sin^2 Kz$

$$I_B(z) = \cos^2 Kz$$

4 - B - 4 - Propagation dans une fibre

a) Définition .

Une fibre optique est un guide diélectrique cylindrique, qui possède (sauf cas exceptionnels comme celui des fibres à maintien de polarisation) une symétrie cylindrique autour de son axe de révolution : en particulier, l'indice de réfraction ne dépend que de la distance à l'axe r .

De manière générale, une fibre est constituée par :

- une zone guidante centrale, où sera confinée la plus grande partie de l'énergie lumineuse, appelée **cœur** de la fibre .
- une **gaine optique** d'indice de réfraction inférieur à celui du cœur, et où ne se propagera

qu'une onde évanescente .

- **une ou plusieurs gaines de protection** destinées à protéger le guide optique et à lui conférer de meilleures propriétés mécaniques.

Pour les fibres en silice, le diamètre extérieur ϕ_{ext} est souvent de l'ordre de 250 μm tandis que le diamètre de la gaine optique ϕ_g est standardisé à 125 μm dans la majorité des cas. Le diamètre de coeur dépend, quant à lui, du type de fibre considéré (multimode ou monomode).

b) Profils d'indice de réfraction .

On distingue d'après le type de profil d'indice $n = f(r)$ deux familles de fibres optiques : les **fibres à saut d'indice** ou à **gradient d'indice**.

En pratique, pour les fibres optiques en silice, l'écart relatif d'indice de réfraction entre le coeur et la gaine optique est faible (10^{-2} et 10^{-3}).

Il existe des profils d'indice plus complexes. **Dans le cas des fibres à gradient d'indice**, on rencontre très souvent des profils d'indice modélisables par la relation :

$$n^2(r) = n_1^2 \left(1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right)$$

avec : $a = \phi_c/2$ rayon de coeur ,et :

$$\Delta = \frac{1}{2} \left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2} \right)$$

soit encore :

$$n_2^2 = n_1^2 (1 - 2\Delta)$$

Dans la plupart des cas, n_1 et n_2 sont très voisins, et Δ est petit devant l'unité . On a donc , en développant au premier ordre l'expression de $n(r)$:

$$n(r) = n_1 \left(1 - \Delta \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right)$$

et le paramètre Δ se confond avec la variation relative d'indice :

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$$

c) Fibres monomodes , fibres multimodes .

Comme les guides d'ondes planaires, les fibres optiques admettent, dans le cas général, un certain nombre de **modes de propagation**. Ces modes sont des configurations particulières du champ électromagnétique susceptibles de se propager dans la fibre avec une constante de propagation β caractéristique du mode considéré :

$$\vec{E}(r, \theta, z, t) = \vec{E}_l(r, \theta) e^{j(\beta_l z - \omega t)}$$

$$\vec{H}(r, \theta, z, t) = \vec{H}_l(r, \theta) e^{j(\beta_l z - \omega t)}$$

La distribution d'amplitude du champ caractéristique du mode $n^{\circ} 1$ est déterminée par les deux fonctions : $\vec{E}_{\beta_1}(r, \theta)$ et $\vec{H}_{\beta_1}(r, \theta)$ dont la forme dépend du mode considéré

Lorsque l'on diminue le diamètre de coeur d'une fibre, ou son écart relatif d'indice Δ , le nombre de modes permis diminue. En fait, comme on l'a vu à propos du guide plan, **le paramètre qui détermine le nombre de modes d'une fibre est le paramètre normalisé V :**

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

avec :
 a : rayon de coeur de la fibre
 n_1 : indice maximal du coeur (obtenu sur l'axe de la fibre)
 n_2 : indice de la gaine optique

V qui est une grandeur sans dimension est appelée fréquence normalisée, ou rayon de coeur normalisé. En dessous d'une certaine valeur de V , la fibre n'admet plus qu'un seul mode de propagation : on parle alors de **fibre monomode**.

- la condition pour qu'une fibre à saut d'indice soit monomode s'écrit :

$$0 < V \leq 2,405$$

- lorsqu'une fibre à gradient d'indice admet un grand nombre de modes, celui-ci peut être estimé par la relation approchée :

$$N_{GI} = \frac{\alpha}{\alpha + 2} \frac{V^2}{2}$$

cette relation peut être généralisée au cas d'une fibre à saut d'indice en faisant tendre le paramètre α du profil vers l'infini:

$$N_{SI} = \frac{V^2}{2}$$

Dans le cas de fibres à saut d'indice **fortement multimodes** (V et N grands), l'approximation de l'optique géométrique permet d'associer à chaque mode une valeur de l'angle d'incidence i d'un rayon méridien (situé dans un plan contenant l'axe de la fibre) sur le dioptré coeur-gaine. D'après la théorie électromagnétique, les modes guidés - pour lesquels l'énergie reste confinée au voisinage du coeur - sont en nombre fini.

Les modes d'ordre supérieur sont caractérisés par une certaine valeur de l'angle d'incidence i - comprise entre $\pi/2$ et l'angle limite de réflexion totale i_l - d'autant plus grande que l'ordre du mode est plus élevé.

En pratique, pour des guides de "grand" rayon de coeur (quelques dizaines de microns pour les fibres courantes), les modes permis sont très nombreux et les valeurs permises de l'angle i forment pratiquement un continuum, ce qui permet de faire le lien avec l'optique géométrique où aucune "règle de sélection" n'existe pour l'angle d'incidence i .

Il est à noter que **le trajet parcouru à l'intérieur de la fibre par un rayon dépend de l'angle i , donc du mode considéré** : ce résultat est d'ailleurs valable même en dehors de l'approximation géométrique de la propagation par rayons.

Cette différence entre les trajets relatifs aux divers modes de propagation de la structure guidante est à l'origine de la dispersion modale, qui est une des causes de distorsion du signal dans les transmissions par fibre.

Ce phénomène se traduit par un élargissement temporel de toute impulsion lumineuse se propageant dans la fibre. Il est d'autant plus important que le nombre de modes guidés est plus grand, ce qui justifie l'intérêt porté aux fibres optiques monomodes pour les systèmes de transmission optique.

d) Angle d'acceptance. Ouverture numérique.

Considérons une fibre multimode à saut d'indice, dans l'approximation de l'optique géométrique (propagation par rayons):

OUVERTURE NUMÉRIQUE ET
ANGLE D'ACCEPTANCE.

δ EST LIMITÉ PAR LA
CONDITION DE RÉFLEXION
TOTALE EN I :

$$\alpha \geq \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

L'ouverture numérique de la fibre est définie par :

$$\text{O.N.} = \sin \gamma_{\max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

et son angle d'acceptance est défini par :

$$\gamma_{\max} = \arcsin \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

En pratique, les indices de cœur et de gaine sont très voisins et :

$$\text{O.N.} \approx n_1 \sqrt{2\Delta}$$

Il est à noter que ces expressions basées sur les lois de l'optique géométrique ne sont plus valables lorsque le rayon de coeur devient trop faible (typiquement inférieur à $5\ \mu\text{m}$). D'autre part, les rayons considérés pour le calcul de l'ouverture numérique étaient des rayons méridiens. On peut montrer que ceci conduit à sous-estimer légèrement l'ouverture numérique de la fibre.

En ce qui concerne les fibres à gradient d'indice, le problème du calcul de l'ouverture numérique est plus complexe : puisque l'indice de coeur n'est pas constant, la valeur de l'angle d'acceptance dépendra du point d'incidence du rayon sur la face d'entrée de la fibre. Cependant, dans la plupart des cas, on obtiendra une estimation approximative de l'ouverture numérique par la relation précédente.

L'ouverture numérique permet de chiffrer l'aptitude d'une fibre optique à collecter la lumière. Supposons qu'on focalise sur la face d'entrée d'une fibre un faisceau conique de demi-angle au sommet 2ϕ :

* Si $\phi < \gamma_{\text{max}}$, toute la lumière incidente sera couplée dans la fibre, aux pertes par réflexion près.

* si $\phi > \gamma_{\text{max}}$, seule la fraction de l'énergie incidente contenue dans le cône de demi-angle au sommet γ_{max} pourra être couplée.

e) PROPAGATION DANS LES FIBRES : ETUDE MODALE

L'approximation de l'optique géométrique, qui considère des rayons lumineux se propageant dans la fibre, ne peut plus être utilisée lorsque le rayon de coeur n'est plus très grand devant la longueur d'onde. La propagation doit être étudiée à partir des équations de MAXWELL. Elle ne conduit pas - en général - à des solutions analytiques. Dans le cas de la structure de fibre la plus simple et moyennant plusieurs hypothèses simplificatrices, on arrive à exprimer sans trop de difficultés les différentes composantes des champs à partir de fonctions de BESSEL d'ordre entier.

* Fibre à saut d'indice

Pour résoudre les équations de MAXWELL dans une fibre, il est intéressant d'utiliser les coordonnées cylindriques (r, θ, z) définies par la figure précédente.

On peut montrer que les équations de MAXWELL écrites dans le système de coordonnées cylindriques définies ci-dessus peuvent être combinées pour obtenir deux équations différentielles relatives à H_z et E_z :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + \kappa^2 E_z = 0$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \theta^2} + \kappa^2 H_z = 0$$

En général, E_z et H_z sont simultanément non nuls : il n'existe pas de modes TE et TM comme dans le cas du guide plan. La solution des équations différentielles relatives à E_z et H_z est recherchée sous la forme :

$$\Psi(r, \theta, z, t) = f(r) \cdot g(\theta) \cdot e^{j(\omega t - \beta z)}$$

et on montre alors que

$$g(\theta) = e^{\pm j l \theta}$$

où $l = 0, 1, 2, \dots$ etc

Il est nécessaire que la fonction g soit périodique de période 2π donc que l soit un nombre entier.

D'autre part, la partie radiale $f(r)$ doit satisfaire à l'équation différentielle :

$$\frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{df}{dr} + \left(\frac{\omega^2 n^2}{c^2} - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) f = 0$$

avec : $n = n_1$ dans le coeur ($r < \frac{d}{2}$)

$n = n_2$ dans la gaine ($r > \frac{d}{2}$)

On peut montrer que les modes guidés de la fibre ont des constantes de propagation β vérifiant, comme dans le cas du guide plan :

$$\beta_1 = \frac{n_1 \omega}{c} > \beta > \frac{n_2 \omega}{c} = \beta_2$$

et que les champs prennent une forme "oscillatoire" dans le coeur, et "amortie" dans la gaine, qui ne sont toutefois pas sinusoïdales ni exponentielles comme dans le cas du guide plan, comme nous allons le voir.

$$u^2 = 4\beta_1^2 - \beta^2$$

$$w^2 = \beta^2 - 4\beta_2^2$$

Afin de travailler avec des quantités sans dimension, on introduit souvent:

$$U = \frac{d}{2} u$$

$$W = \frac{d}{2} w$$

où $d/2$ est le rayon de coeur de la fibre.

U et W sont reliés au paramètre normalisé :

$$V = \frac{\omega}{c} d \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

par la relation :

$$V^2 = U^2 + W^2$$

On peut montrer que les solutions du problème sont:

$$f(r) = A \frac{J_l(2Ur/d)}{J_l(U)}$$

si $r < d/2$

$$f(r) = A \frac{K_l(2Wr/d)}{K_l(W)}$$

si $r > d/2$

$J_l(x)$ est la fonction de Bessel d'ordre entier l

$K_l(x)$ est la fonction de Bessel modifiée d'ordre entier l

Ces fonctions sont tracées pour quelques valeurs de l.

On montre que U et W sont reliés par la relation :

ALURE DE
QUELQUES FONCTIONS
DE BESSEL J_l
ET K_l

$$U \cdot \frac{J_{l-1}(U)}{J_l(U)} = -W \frac{K_{l-1}(W)}{K_l(W)}$$

Cette relation permet de déterminer U et W, puisque ces deux paramètres sont en outre reliés par :

$$U^2 + W^2 = V^2$$

On a tenu compte pour établir ces relations, de la continuité de E_z ou H_z lorsque $r = d/2$, à l'interface coeur gaine . On a en outre imposé que les amplitudes des champs tendent vers zéro pour r grand (guidage)

Comme dans le cas du guide plan, il est possible de faire une discussion graphique de la relation de dispersion . Pour une valeur donnée du nombre entier l, il y aura un nombre fini de solutions. La $n^{\text{ème}}$ solution correspond à ce qu'on appelle le mode LP_n (LP pour Linéairement Polarisé).

Si l'on définit la constante de propagation normalisée b :

$$b = \frac{\beta^2/\beta_0^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} = \frac{W^2}{V^2}$$

où U et V sont donnés par

$$W = V\sqrt{b} \quad \text{et}$$

$$U = V\sqrt{1-b}$$

il est possible de tracer en fonction de V les valeurs de la constante de propagation normalisée b pour les différents modes, comme le montre la figure. Le mode LP_{01} est le seul mode excité si $V < 2,405$: il s'agit alors d'une fibre monomode.

On peut considérer avec une excellente approximation que le mode propagé a une allure gaussienne:

$$\psi(r) = A \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right)$$

quand $0,8 < V < 2,5$; dans ce cas,

$$w/a = 0,65 + 1,619/V^{3/2} + 2,879/V^6$$

4 - C - VERS DE NOUVEAUX COMPOSANTS ACTIFS: LES "OEIC" EN OPTIQUE INTEGREE

C'est dans les années 70 qu'ont commencé les recherches dans une branche de l'optique qui allait prendre une grande expansion avec l'apparition de sources laser compactes et efficaces à base de matériaux semiconducteurs et avec les besoins créés par le développement de fibres optiques ayant une qualité de transmission exceptionnelle. L'expression Optique Intégrée a été forgée alors par analogie avec la technologie de l'Electronique Intégrée.

L'ambition est en effet de concevoir et de mettre en oeuvre des circuits optiques dont les composants actifs ou passifs sont fabriqués avec des processus planaires. Les éléments actifs peuvent être des lasers, des amplificateurs, des modulateurs, des matrices de commutation ou des détecteurs; les éléments passifs sont des filtres, des polariseurs, des diviseurs de puissance ou encore des miroirs. Les différents éléments du circuit sont ensuite interconnectés par des fibres optiques (intégration hybride), soit interconnectés par des guides de lumière fabriqués sur la même "puce" (intégration monolithique). De tels circuits offrent un gain très net en efficacité, en rapidité, en encombrement et en poids.

L'optique intégrée a un domaine privilégié d'application qui sont les liaisons par fibre optique monomode. Ce support permet en soi la transmission et le traitement de signaux très large bande sous forme multiplexée à la fois dans le temps et en longueur d'onde. On a donc besoin de composants pour traiter l'information sous sa forme optique, c'est à dire sans conversion en signaux électriques. Il existe d'autres domaines n'utilisant pas forcément l'optique, où l'optique intégrée peut néanmoins jouer un rôle important: il s'agit de l'instrumentation où elle commence à remplacer certains capteurs moins performants, plus encombrants et plus sensibles aux perturbations électromagnétiques (capteurs de déplacement, capteurs de courant, gyroscope,...). L'optique intégrée étant étroitement liée aux fibres monomodes, les dispositifs doivent donc fonctionner dans les fenêtres de transmission des fibres en verre de silice (0,8 et surtout 1,3 et 1,5 μm où les atténuations sont réduites à quelques dixièmes de dB/km c'est à dire quasiment les valeurs théoriques).

Les technologies employées pour réaliser de tels dispositifs sont assez analogues à celles de la microélectronique. Les plus utilisées sont:

- * l'épitaxie pour la croissance de couches minces de matériaux semiconducteurs monocristallins du type III-V (GaAs, InP et les alliages accordés sur ces matériaux)
- * la diffusion ou l'implantation (diffusion localisée de Ti dans LiNbO₃ pour faire les

guides)

- * l'échange d'ions (Ti, Ag, K,...) avec les ions Na dans les verres, protons dans LiNbO_3 pour fabriquer les guides

- * l'évaporation ou la pulvérisation cathodique pour déposer des couches minces diélectriques (silice ou nitrure de silicium sur Si,...)

Pour obtenir les microstructures guidantes dans les couches minces, les techniques précédentes se combinent avec les opérations de photolithographie et de gravure.

Les critères de choix des matériaux sont les suivants:

- * possibilité de fabriquer des guides monomodes à la longueur d'onde de propagation

- * facteur de mérite élevé pour l'effet optoélectronique visé, par exemple recombinaison radiative maximum pour un émetteur, effet Pockels pour un modulateur, grande transparence pour un guide, absorption élevée pour un photodétecteur,...

- * possibilité d'appliquer efficacement la perturbation pour un composant actif (jonction pn polarisée en inverse, contacts ohmiques ou redresseurs,...).

Les matériaux les plus employés sont:

- * les verres

- * le silicium

- * le niobate de lithium

- * GaAs et les composés GaAlAs; InP et les alliages en GaInAsP.

Les verres ou le Si permettent de faire des guides optiques monomodes bon marché et à faible perte par échange ionique pour les premiers, par dépôt de silice, silice dopée ou nitrure de Si pour le second; ils ont le défaut majeur de ne conduire généralement qu'à des composants passifs. Seule une perturbation thermique localisée modifiant l'indice de réfraction peut les rendre actifs, mais la réponse reste lente (>ms). Ils sont principalement utilisés soit comme diviseur de puissance de 1 vers N (≤ 16), soit comme interféromètre pour le filtrage en longueur d'onde, soit comme capteur

Le niobate de lithium dans lequel des guides à très faible perte (<0,2 dB/cm) sont obtenus par diffusion localisée de Ti a atteint un niveau de développement important du fait de l'effet Pockels. Le degré de confinement important de la lumière dû au guidage monomode permet d'obtenir sur une grande longueur des interactions transverses fortes avec des signaux de commande faibles. Deux à trois ordres de grandeur sont ainsi gagnés sur la puissance de commande et sur la vitesse par rapport aux dispositifs analogues à onde de volume. On parle alors de quelques $\mu\text{W}/\text{MHz}$ pour des modulateurs de type interféromètre de Mach Zehnder.

Il en est de même avec un dispositif sans équivalent en optique de volume et que seule l'optique guidée a permis de réaliser: le coupleur directif

Ce composant a reçu une attention toute particulière du fait de sa capacité à accomplir diverses fonctions de première importance; il peut en effet servir de commutateur, de modulateur rapide, de multiplexeur temporel ou en longueur d'onde. Lui aussi tire avantageusement profit d'interactions électrooptiques Pockels transverses renforcées par l'effet de guidage monomode pour offrir des caractéristiques de modulation ou de commutation uniques: à $1,3 \mu\text{m}$, 6V de tension de commande, <3 dB de perte d'insertion entre fibres monomodes et bande passante >20 GHz. Le fonctionnement de ce composant est décrit par la théorie des modes couplés.

Du fait de leurs propriétés radiatives, les **matériaux semiconducteurs** à bande interdite directe tels que GaAs et InP et leurs alliages ternaires ou quaternaires permettent de fabriquer des lasers extrêmement performants et compacts. La famille GaAs/GaAlAs est utilisée pour couvrir la fenêtre 0,8 μm , la famille InP/GaInAsP les fenêtres 1,3 et 1,5 μm . Un grand nombre de composants actifs et passifs a été fabriqué avec ces matériaux: laser et détecteur à fort rendement quantique, guide optique à faible perte ($<0,5$ dB/cm), modulateur et commutateur électro-optiques à faible tension de commande (<10 V) et à grande rapidité (>20 GHz), bistable, filtre optique,... Ces matériaux ont en outre des qualités électriques telles, qu'ils présentent un grand intérêt en électronique rapide. Il est donc possible d'envisager l'association sur une même puce de tous les composants optiques et de l'électronique de commande du circuit. Ces puces portent le nom d'OEIC (OptoElectronic Integrated Circuit).

En dépit des problèmes technologiques multiples soulevés par cette intégration monolithique, les progrès sont notables: intégration de modules laser-détecteur d'asservissement ou laser-modulateur électro-absorbant fonctionnant à >10 GHz avec <5 V ou encore laser-commutateur-amplificateur optique, tous ces prototypes de laboratoire étant capables d'émettre quelques mW vers 1,5 μm . La complexité de ces circuits est encore modeste et les performances souvent inférieures à celles que l'on pourrait avoir par hybridation, mais les perspectives qu'ils laissent déjà entrevoir en coût et performances sont très vastes.

Diagram of an integrated-optic rf spectrum analyzer

C'est la raison pour laquelle ce domaine de l'optique qui permet d'exacerber les effets physiques et aussi d'en approcher de nouveaux est aujourd'hui en pleine effervescence.