

## MODULAREA SURSELOR DE LUMINA COERENTE

- modularea sursei de lumina este absolut necesara in transmiterea optica a informatiei pentru ca un semnal constant nu poate fi purtator de informatie
- implicit, o rata mare de transmitere a informatiei implica modularea la frecvente mari a surselor de lumina
- modularea poate fi realizata
  - direct (intern), la diode laser
  - indirect (extern), la toate sursele de lumina

### MODULAREA INTERNA A DIODEI LASER

- puterea radiatiei laser este in acest caz modulata, moduland curentul de excitatie
- pentru a gasi o relatie intre modularea puterii la iesire si curent este necesar sa se studieze in detaliu evolutia in timp a densitatii  $N$  a purtatorilor de sarcina pe unitatea de volum si a densitatii de fotoni  $F$  pe unitatea de volum in interiorul regiunii active. Aceste evolutii sunt date de:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{j}{e} - \frac{N}{\tau} - g \frac{c}{n} F \quad (1a)$$

$$\frac{dF}{dt} = g \frac{c}{n} F \Gamma - \frac{F}{\tau_f} \quad (1b)$$

unde  $j$  este densitatea de curent,  $\tau$  este timpul de viata al recombinarilor spontane si a celor neradiative, iar  $\tau_f$  este timpul de viata al fotonilor, determinat de absorbtia in mediul inconjurator, imprastiere si cuplaj la oglinzile de iesire.  $g$  este factorul de castig (definit pe unitate de lungime), iar  $\Gamma$  este factorul de umplere (ia in considerare ca doar in interiorul regiunii active se creeaza fotoni datorita lui  $g$ ), definit ca

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E|^2 dx}$$

unde  $d$  este grosimea regiunii active

- se presupune ca  $gc/n = A(N - N_p)$  unde  $N_p$  este densitatea de prag (de transparenta, pentru care  $g = 0$ )

- in conditii stationare de functionare  $N = N_0$ ,  $F = F_0$ ,  $j = j_0$ , si sistemul de ecuatii de mai sus devine

$$0 = \frac{j_0}{e} - \frac{N_0}{\tau} - A(N_0 - N_p)F_0 \quad (2a)$$

$$0 = A(N_0 - N_p)F_0\Gamma - \frac{F_0}{\tau_f} \quad (2b)$$

de unde rezulta ca  $A(N_0 - N_p) = \frac{1}{\tau_f \Gamma}$

- in conditii de modulare, curentul are o componenta continua si una alternativa:

$$j = j_0 + j_1 \exp(i\omega t)$$

- raspunsul la un semnal de modulare mic al purtatorilor injectati si al fotonilor,  $N_1$  si  $F_1$  se definesc ca  $N = N_0 + N_1 \exp(i\omega t)$ ,  $F = F_0 + F_1 \exp(i\omega t)$ , cu  $N_0$ ,  $F_0$  solutii ale sistemului de ecuatii de mai sus

- introducand expresiile pentru  $N$ ,  $F$  in ecuatiile (1), obtinem

$$i\omega N_1 \exp(i\omega t) = \frac{j_0 + j_1 \exp(i\omega t)}{e} - \frac{N_0 + N_1 \exp(i\omega t)}{\tau} - A[N_0 - N_p + N_1 \exp(i\omega t)][F_0 + F_1 \exp(i\omega t)]$$

$$i\omega F_1 \exp(i\omega t) = A[N_0 - N_p + N_1 \exp(i\omega t)][F_0 + F_1 \exp(i\omega t)]\Gamma - \frac{F_0 + F_1 \exp(i\omega t)}{\tau_f}$$

de unde, tinand cont de ecuatiile (2), rezulta ca

$$i\omega N_1 = \frac{j_1}{e} - N_1 \left( \frac{1}{\tau} + AF_0 \right) - \frac{F_1}{\tau_f \Gamma}$$

$$i\omega F_1 = AF_0 \Gamma N_1$$

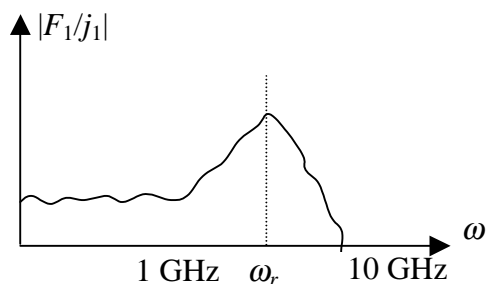
Din ecuatiile de mai sus obtinem

$$i\omega F_1 = AF_0 \Gamma \frac{\frac{j_1}{e} - \frac{F_1}{\tau_f \Gamma}}{i\omega + \left( \frac{1}{\tau} + AF_0 \right)}$$

sau

$$F_1(\omega) = - \frac{j_1 AF_0 \Gamma / e}{\omega^2 - i\omega(1/\tau + AF_0) - AF_0 / \tau_f}$$

- o dependenta tipica de frecventa a  $|F_1/j_1|$  este reprezentata in figura de mai jos



-  $|F_1/j_1|$  este oscilanta la frecvente mici, are un maxim la o frecventa de rezonanta  $\omega_r$ , dupa care descreste rapid.  $\omega_r$  se obtine minimizand modulul numitorului expresiei lui  $F_1(\omega)$ , adica se obtine din minimul lui  $\left(\omega^2 - A\frac{F_0}{\tau_f}\right)^2 + \omega^2\left(\frac{1}{\tau} + AF_0\right)^2$ .

Rezultatul este

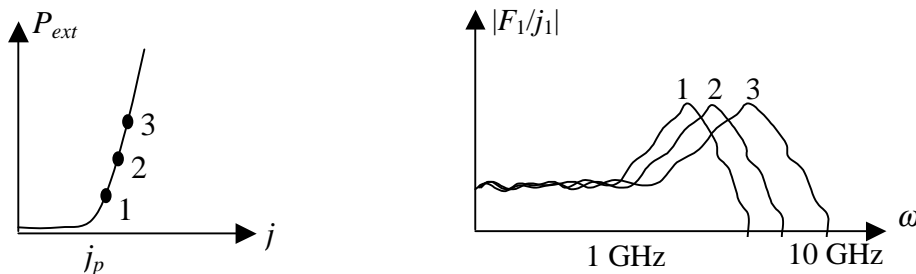
$$\omega_r = \sqrt{\frac{AF_0}{\tau_f} - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau} + AF_0\right)^2}$$

- intr-un laser cu semiconductor tipic cu  $L = 300 \mu\text{m}$ ,  $\tau_f \cong \frac{n}{c}\left(\gamma - \frac{1}{2L}\ln R_1R_2\right)^{-1}$ ,  $\tau_f \cong 10^{-12}\text{s}$ ,

$$\tau \cong 10^{-9}\text{s}, AF_0 \cong 10^{-9}\text{s}, \text{ si deci } \omega_r \cong \sqrt{\frac{AF_0}{\tau_f}}$$

- rezulta ca pentru a creste  $\omega_r$  (a creste regiunea liniara a raspunsului pentru a nu distorsiona semnalul astfel incat  $F_1(\omega) \approx j_1(\omega)$ ) trebuie sa cresc coeficientul de castig  $A$ , sa descreasc timpul de viata al fotonului  $\tau_f$  si sa operez laserul la o densitate de fotoni  $F_0$  cat mai mare.

- pozitia lui  $\omega_r$  depinde de punctul de operare (vezi figura de mai jos):



- aceasta modulare interna a diodei laser se poate face:

- luand punctul de functionare stationar  $j_0 = 0$ . Dezavantaj: exista o intarziere intrinseca asociata cu timpul necesar cresterii concentratiei de purtatori peste valoarea de prag
- $j_0 \cong j_p$ . Elimin in acest fel intarzierea, dar se introduce un fond de zgomot de prag constant la iesire
- $j_0 > j_p$ . Se elimina si intarzierea si fondul de zgomot de prag dar se introduce un zgomot continuu la fotodetector si in acelasi timp scade timpul de viata al laserului

## MODULAREA EXTERNA A LASERILOR

- exista situatii cand am nevoie sa modulez fasciculul de lumina coerenta emis de dioda laser dupa producere, de exemplu cand vreau sa modulez doar o parte a radiatiei coerente

- mai mult, modularea externa este absolut necesara cand sursa de lumina nu este o dioda laser (de exemplu, pentru laserii cu YAG:Nd<sup>+</sup>)

- modularea externa se poate face

- electro-optic
- acusto-optic
- magneto-optic

Modularea magneto-optica nu este prea folosita pentru ca materialele trebuie racite sub temperatura camerei pentru a avea o eficienta mare. In plus, este nevoie de camp magnetic, iar electromagnetul implica folosirea unei surse de curent suplimentara de valoare, in general, mare. Totusi, mentionam si modularea magneto-optica pentru completitudine

### MODULAREA ELECTRO-OPTICA

- este o aplicatie a fenomenului de birefringenta electrica, adica variatia indicelui de refractie de-a lungul unei axe a mediului electro-optic in prezenta unui camp electric

- fenomenul electro-optic este neliniar deoarece este determinat de componenta (neliniara) a polarizarii electrice care depinde de campul electric aplicat

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \hat{\epsilon} \mathbf{E}$$

unde

$$\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}_0 + \hat{r}_\epsilon \mathbf{E} + \hat{R}_\epsilon \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots$$

- dependenta de campul electric aplicat a constantei dielectrice duce la o dependenta a indicelui de refractie de campul aplicat. Fenomenul de birefringenta electrica este variatia indicelui de refractie de-a lungul unei directii a mediului electro-optic in prezenta campului electric. Indicele de refractie variaza ca

$$\frac{1}{\hat{n}^2} = \frac{1}{\hat{n}_0^2} + \hat{r} \mathbf{E} + \hat{R} \mathbf{E} \mathbf{E}$$

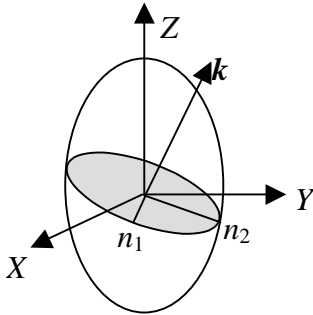
unde  $\hat{n}_0$  este tensorul indicilor de refractie in absenta campului aplicat,  $\hat{r}$  este coeficientul electro-optic liniar, iar  $\hat{R}$  - cel patrat. Variatia indicelui de refractie cu campul aplicat este liniara sau patratca dupa cum unul sau altul din coeficienti are valori mai mari (depinde de cristal). In cristalele cu simetrie de inversie  $\hat{r} = 0$ , astfel incat aceasta categorie de cristale nu poseda efect electro-optic liniar. Cand ambele efecte, liniar si patrat, coexista, primul este dominant

- ca urmare a aplicarii unui camp electric asupra unui cristal, se obtine atat rotirea axelor elipsoidului indicilor de refractie cat si schimbarea excentricitatii acestuia

- elipsoidul indicilor de refractie in sistemul de axe proprii se scrie

$$\frac{X^2}{n_x^2} + \frac{Y^2}{n_y^2} + \frac{Z^2}{n_z^2} = 1$$

unde  $n_x^2 = \epsilon_x / \epsilon_0$ ,  $n_y^2 = \epsilon_y / \epsilon_0$ ,  $n_z^2 = \epsilon_z / \epsilon_0$



- semnificatia elipsoidului este: daca se intersecteaza elipsoidul cu un plan care trece prin origine si este normal pe directia de propagare  $\mathbf{k}$  a radiatiei electromagnetice, elipsa de intersectie are axele  $n_1$  si  $n_2$  care corespund celor doua unde polarizate liniar (vezi figura de mai sus). Intr-un mediu liniar anizotrop, ecuatiea  $\mathbf{D} = \hat{\epsilon}\mathbf{E}$  ( $D_x = \epsilon_x E_x, D_y = \epsilon_y E_y, D_z = \epsilon_z E_z$ ) introdusa in ecuatiile Maxwell pentru un  $n$  dat duce la existenta a doua unde ce se propaga simultan prin cristal (unda ordinara si unda extraordinara) cu viteze de faza diferite si care sunt liniar polarizate. Acesta este fenomenul de birefringenta

- daca  $n_x \neq n_y \neq n_z$  elipsoidul indicilor de refractie posedea doua directii  $\mathbf{k}$  pentru care sectiunile planului normal pe  $\mathbf{k}$  prin origine sunt cercuri. Aceste directii se numesc axe optice iar cristallul se numeste in acest caz biax.

- daca  $n_x = n_y \neq n_z$  cristallul este uniax, iar elipsoidul indicilor este un elipsoid de rotatie cu axa de rotatie axa optica

### EFFECTUL ELECTRO-OPTIC LINIAR (EFFECT POCKELS)

- este intalnit la cristale: KDP, ADP, LiNbO<sub>3</sub>, ZnO sau semiconductori: GaAs

- cristalele la care se intalneste efectul electro-optic liniar sunt in general uniaxe, cu axa de simetrie notata Z. In acest caz  $n_x = n_y = n_o$ , si  $n_z = n_e$ . Daca indicele de refractie extraordinar  $n_e$  este mai mic decat cel ordinar  $n_o$  cristallul uniax este negativ, iar daca  $n_e > n_o$  cristallul uniax este pozitiv

- in prezenta campului, in general

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} + \sum r_{ijk} E_k X_i X_j = 1$$

cu  $i, j, k = 1, 2, 3$ ,  $X_1 = X$ ,  $X_2 = Y$ ,  $X_3 = Z$

- presupun acum ca in cazul unui camp electric aplicat dupa Z doar unul dintre  $r_{ijk}$  este diferit de zero (cazul KDP, de exemplu). Atunci

$$\frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} + 2rE_z XY = 1$$

- se observa ca noul elipsoid al indicilor de refractie are aceeasi directie a axei Z ca cel vechi, iar axele proprii  $X'$ ,  $Y'$  sunt rotite cu  $\pi / 4$  in raport cu axele cristalografice  $X$ ,  $Y$ . Noile valori ale indicilor de refractie in sistemul axelor proprii sunt

$$\frac{X'^2}{n_x'^2} + \frac{Y'^2}{n_y'^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = \frac{(X/\sqrt{2} + Y/\sqrt{2})^2}{n_x'^2} + \frac{(X/\sqrt{2} - Y/\sqrt{2})^2}{n_y'^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = \frac{X^2}{n_o^2} + \frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} + 2rE_zXY$$

de unde se obtine sistemul de ecuatii

$$\frac{1}{n_x'^2} + \frac{1}{n_y'^2} = \frac{2}{n_o^2}$$

$$\frac{1}{n_x'^2} - \frac{1}{n_y'^2} = 2rE_z$$

Noile valori ale indicilor de refractie sunt

$$\frac{1}{n_x'^2} = \frac{1}{n_o^2} + rE_z = \frac{1 + n_o^2 rE_z}{n_o^2} \cong \frac{1}{n_o^2(1 - n_o^2 rE_z)}$$

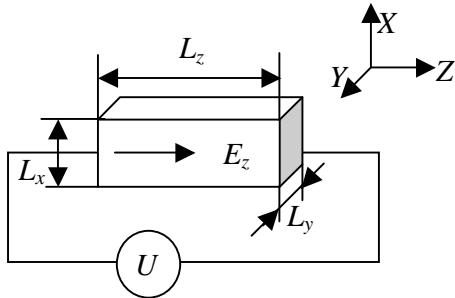
$$\frac{1}{n_y'^2} = \frac{1}{n_o^2} - rE_z = \frac{1 - n_o^2 rE_z}{n_o^2} \cong \frac{1}{n_o^2(1 + n_o^2 rE_z)}$$

sau

$$n'_x = n_o \left( 1 - \frac{n_o^2 rE_z}{2} \right), \quad n'_y = n_o \left( 1 + \frac{n_o^2 rE_z}{2} \right)$$

- daca campul electric ramane aplicat dupa Z, in functie de directia de propagare a undei luminoase prin cristal, apar doua situatii distincte:

- unda luminoasa se propaga dupa axa Z (efect electro-optic longitudinal)
- unda luminoasa se propaga perpendicular pe axa Z (efect electro-optic transversal)



- in cazul efectului electro-optic longitudinal, daca cristallul este supus unei tensiuni  $U$ , componentele undei paralele cu  $X'$  si  $Y'$  vor fi defazate una fata de cealalta cu

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L_z \Delta n}{\lambda} = \frac{2\pi L_z (n'_y - n'_x)}{\lambda} = \frac{2\pi L_z}{\lambda} n_o^3 rE_z = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 rU$$

unde  $L_z$  este lungimea cristallului pe directia  $z$

- tensiunea  $U_{\lambda/2}$  necesara pentru a se obtine un defazaj de  $\pi$  intre cele doua unde este

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2n_o^3 r}$$

astfel incat  $\Delta\phi = \pi \frac{U}{U_{\lambda/2}}$

- in cazul efectului electro-optic transversal

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L_t}{\lambda} n_o^3 r E_z = \Delta\phi_{long} \frac{L_t}{L_z} = \pi \frac{U}{U_{\lambda/2}} \frac{L_t}{L_z}$$

unde  $L_t = L_y$  sau  $L_x$  este lungimea cristalului pe directie transversala celei de propagare a luminii.

Din relatia de mai sus rezulta ca in cazul efectului electro-optic transversal  $\Delta\phi$  poate fi controlat prin alegerea corespunzatoare a raportului  $L_t / L_z$ . Daca  $L_t \gg L_z$  se poate obtine un defazaj mult mai mare pentru efectul transversal decat pentru cel longitudinal, pentru aceeasi tensiune aplicata.

### MATERIALE CU PROPRIETATI ELECTRO-OPTICE

material	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_o$	$r$ ( $10^{-12}$ m/V)	$\Delta n$ ( $E = 10^4$ V/cm)	$U_{\lambda/2}$ (kV)
LiNbO <sub>3</sub>	0.6328	2.203	30	$1.6 \times 10^{-4}$	1.97
GaAs	0.9	3.6	1.2	$2.8 \times 10^{-5}$	16.1
ZnO	0.6328	2.015	2.6	$1.1 \times 10^{-5}$	29.7

- cu ajutorul efectului electro-optic se poate realiza modularea in intensitate, faza, frecventa, si polarizare

### MATRICI DE TRANSFER ALE LUMINII POLARIZATE

- pentru a studia comportarea luminii la trecerea printr-un sistem optic folosim formalismul matricilor de polarizare in care starea de polarizare a luminii se specifica prin matricea coloana

$$M = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$$

unde  $E_x$  si  $E_y$  sunt campurile electrice ale undeii luminoase.

#### Exemple:

- polarizare liniara pe directia axei orizontale (axa x):  $M = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

- polarizare liniara pe directia axei y:  $M = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

- polarizare liniara la  $\pi / 4$  fata de axa  $x$ :  $M = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$
- polarizare liniara la  $\pi / 4$  fata de axa  $y$ :  $M = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$
- polarizare circular dreapta:  $M = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i \\ 1 \end{pmatrix}$
- polarizare circular stanga:  $M = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix}$

Sistemele optice pot fi de asemenea caracterizate prin matrici.

De exemplu:

- element care realizeaza un defazaj  $\Delta\phi$  intre componentele  $E_x$  si  $E_y$  (un CEO):

$$T_{def}(\Delta\phi) = \begin{pmatrix} \exp(i\Delta\phi / 2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\Delta\phi / 2) \end{pmatrix}$$

- element atenuator (absorbant) in care lumina parcurge o lungime  $L$ , cu coeficientii de absorbtie  $\gamma_x$  si  $\gamma_y$  pe directiile  $x, y$ :

$$T_{at} = \begin{pmatrix} \exp(-\gamma_x L) & 0 \\ 0 & \exp(-\gamma_y L) \end{pmatrix}$$

- rotitor de plan de polarizare cu un unghi  $\theta$ :

$$T_{rot}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$$

- polarizor la unghi  $\theta$  fata de axa  $x$  (aceeasi matrice caracterizeaza si un analizor):

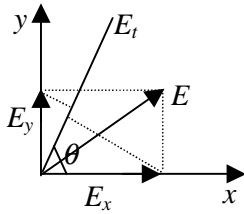
$$T_P(\theta) = \begin{pmatrix} \cos^2\theta & \sin\theta \cos\theta \\ \sin\theta \cos\theta & \sin^2\theta \end{pmatrix} = T_A(\theta)$$

Matricea polarizorului se poate deduce, folosind figura de mai jos, unde  $E_t = E_y \sin\theta + E_x \cos\theta$  este campul transmis de polarizor,  $E_x$  si  $E_y$  fiind componentele campului electric incident.

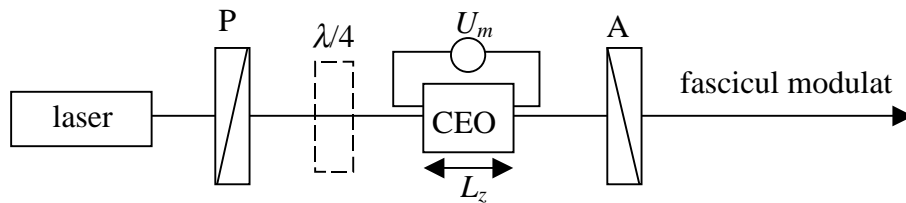
Tinand cont ca  $E_{tx} = E_t \cos\theta$ ,  $E_{ty} = E_t \sin\theta$  se obtine

$$\begin{pmatrix} E_{tx} \\ E_{ty} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2\theta & \sin\theta \cos\theta \\ \sin\theta \cos\theta & \sin^2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$$





## MODULATOR ELECTRO-OPTIC DE INTENSITATE



P - polarizor, A - analizor, cu axele incrucisate cu cele ale polarizorului (P, A lasa sa treaca lumina doar dupa o singura directie/axa). Axele polarizorului sunt rotite la  $45^\circ$  fata de axele cristalografice ale cristalului electro-optic (CEO), astfel incat sa fie paralele cu axele proprii ale acestuia in prezenta campului electric

- pentru tratarea propagarii luminii in acest sistem folosim matricile de transfer deduse mai sus.
- polarizorul selecteaza din fasciculul laser un fascicul de intensitate  $I_i$  (incident) polarizat la  $\pi / 4$  in raport cu axele cristalografice ale CEO, iar analizorul are axa principala perpendiculara pe directia de polarizare a fasciculului. Deci, in absenta campului electric aplicat, fasciculul laser este complet atenuat. In prezenta tensiunii modulatoroare, CEO defazeaza componentele undeii dupa  $X'$  si  $Y'$  (paralele cu axele polarizorului). Unda incidenta (dupa polarizor) este deci caracterizata de o matrice

$$M_i = \sqrt{\frac{I_i}{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

iar starea de polarizare a fasciculului la iesire este data de

$$M_o = T_A T_{def}(\Delta\phi) M_i = i \sqrt{\frac{I_i}{2}} \sin(\Delta\phi/2) \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$$

- intensitatea la iesirea modulatorului

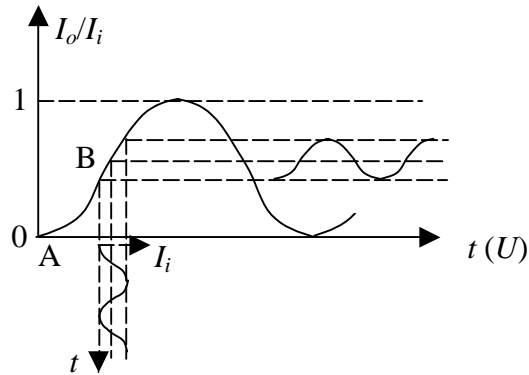
$$I_o = |E_{xo}|^2 + |E_{yo}|^2 = I_i \sin^2(\Delta\phi/2)$$

depinde prin  $\Delta\phi$  de tensiunea aplicata

- se observa ca, daca  $U = 0$ ,  $\Delta\phi = 0$ , si  $I_o = 0$

- daca semnalul modulator variaza armonic in timp:  $U = U_m \sin(\omega_m t)$  rezulta o variatie armonica in timp si pentru  $\Delta\phi$ . In general este de dorit ca semnalul de iesire sa fie proportional cu cel de la

intrare. In acest scop punctul de functionare al modulatorului trebuie stabilit in punctul B, pe portiunea liniara a curbei (vezi figura de mai jos).



Aceasta se poate realiza prin introducerea unei retardari constante  $\Delta\phi_0$  peste cea introdusa de semnalul modulator, prin aplicarea unei tensiuni constante de  $(1/2)U_{\lambda/2}$  sau cu o lama sfert de unda. Ultima solutie este cea mai simpla. Matricea de polarizare a lamei  $\lambda/4$  este  $T_{\lambda/4} = T_{def}(\Delta\phi = \pi/2)$ . Starea de polarizare a fasciculului la iesire este acum

$$M_o = T_A T_{def}(\Delta\phi) T_{\lambda/4} M_i = i \sqrt{\frac{I_i}{2}} \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2} + \frac{\pi}{4}\right) \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$$

$$\text{sau } I_o = I_i \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2} + \frac{\pi}{4}\right) = \frac{I_i}{2} [1 - \cos(\Delta\phi + \pi/2)] = \frac{I_i}{2} (1 + \sin \Delta\phi)$$

- deci prin introducerea lamei  $\lambda/4$  se reduce la jumatate intensitatea de iesire fata de cea de intrare in lipsa semnalului modulator (pentru  $\Delta\phi = 0$ )

- daca  $U = U_m \sin(\omega_m t)$ ,

$$I_o = \frac{I_i}{2} \left[ 1 + \sin\left(\frac{\pi}{U_{\lambda/2}} U_m \sin(\omega_m t)\right) \right]$$

sau, descompunand  $\sin[A \sin(\omega_m t)]$  intr-o serie de functii Bessel,

$$I_o = \frac{I_i}{2} + I_i \left[ J_1\left(\frac{\pi}{U_{\lambda/2}} U_m\right) \sin(\omega_m t) + J_3\left(\frac{\pi}{U_{\lambda/2}} U_m\right) \sin(3\omega_m t) + \dots \right]$$

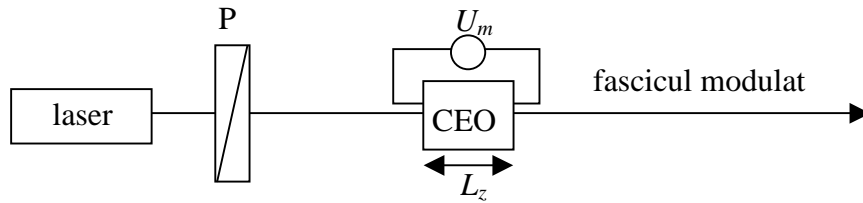
Se observa ca, pe langa termenul de frecventa fundamentala, dorit, am si armonici impare care distorsioneaza semnalul modulat transmis

- se poate defini un grad de modulare

$$MOD = \frac{(I_o)_{\max} - I_i/2}{I_i/2} \cong 2J_1\left(\frac{\pi}{U_{\lambda/2}} U_m\right)$$

daca neglijez armonicile

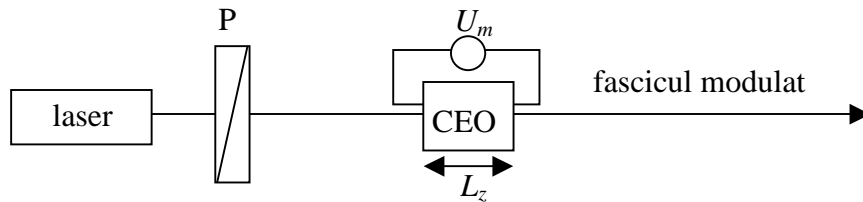
## MODULATOR ELECTRO-OPTIC DE POLARIZARE



$$M_o = T_{def}(\Delta\phi)M_i = \sqrt{\frac{I_i}{2}} \begin{pmatrix} \exp(i\Delta\phi/2) \\ \exp(-i\Delta\phi/2) \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{I_i}{2}} \exp(-i\Delta\phi/2) \begin{pmatrix} \exp(i\Delta\phi) \\ 1 \end{pmatrix}$$

- pentru defazari  $\Delta\phi$  cuprinse între  $-\pi/2$  (lumina polarizata circular dreapta) și  $\pi/2$  (circular stanga) se obtine lumina polarizata eliptic, gradul de elipticitate fiind proportional cu defazajul produs de tensiunea modulatoroare

## MODULATOR ELECTRO-OPTIC DE FAZA



Atentie! De data asta polarizorul este parallel cu y !

$$M_i = \sqrt{I_i} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

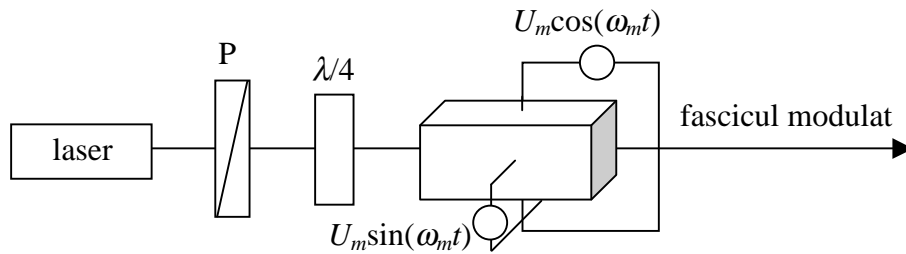
- la iesire  $E_{x0} = 0$ ,

$$E_{y0} = E_{yi} \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda} n_o L_z\right) \exp\left(i\frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r U_m \cos(\omega_m t)\right)$$

Unda este modulata in faza, cu indicele de modulatie  $\delta = (\pi/\lambda)n_o^3 r U_m$

## MODULATOR ELECTRO-OPTIC DE FRECVENTA

- ca și în cazul modulatorului de intensitate și polarizare, axele polarizorului P sunt rotite la  $45^\circ$  fata de axele cristalografice ale cristalului electro-optic (CEO), astfel incat sa fie paralele cu axele proprii ale acestuia în prezenta campului electric. Diferenta în acest caz este ca, desi propagarea luminii prin modulator se face și în acest caz dupa directia Z, modularea se face prin doua tensiuni defazate cu  $\pi/2$  aplicate pe X și Y



- fasciculul laser polarizat la  $\pi/4$  fata de axele  $X, Y$  ale cristalului modulator este trecut prin lama  $\lambda/4$  astfel incat la iesire este polarizat dreapta conform matricii

$$M_i = \sqrt{\frac{I_i}{2}} \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix} \exp(i\omega t)$$

(de data aceasta luam in considerare explicit si dependenta de frecventa a luminii incidente)

- spre deosebire de cazurile studiate pana acum, campul electric nu mai este dupa  $Z$ , astfel incat nu se produce doar un defazaj cu  $\Delta\phi$  ci si o rotatie a axelor elipsoidului cu un unghi  $\theta$ , astfel incat matricea CEO este

$$T_{crist} = T_{rot}(-\theta)T_{def}(\Delta\phi)T_{rot}(\theta).$$

$\theta$  depinde doar de simetria cristalului, fiind independent de  $U_m$

- la iesire

$$M_o = T_{crist}M_i = \sqrt{\frac{I_i}{2}} \left[ \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \exp(i\omega t) \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix} - i \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \exp[i(\omega t - 2\theta)] \begin{pmatrix} -i \\ 1 \end{pmatrix} \right]$$

Apare deci o modulare in frecventa cu un termen  $\omega - 2\frac{d\theta}{dt}$

## CONECTAREA CRISTALELOR ELECTRO-OPTICE

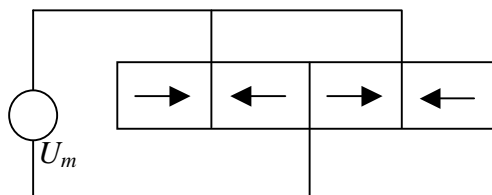
- pentru a se putea compara intre ele dispozitivele modulatori, ne intereseaza puterea electrica de excitatie si largimea de banda a modulatiei. In cristalele electro-optice dielectrice (majoritatea cazurilor) puterea electrica disipata este nula, deoarece cristalul dielectric este echivalent cu o capacitate care, daca este introdusa intr-un circuit  $RC$  se obtine largimea de banda din conditia  $RC\Omega = 1$ .  $R$  este rezistenta circuitului,  $C = \epsilon L_x L_y / L_z$  este capacitatea electrica a cristalului cu efect electro-optic longitudinal, iar  $\Omega$  este frecventa de modulatie

- puterea de modulatie este

$$P = \frac{1}{2} U_m^2 C \Omega = \frac{1}{2} \left( \frac{U_{\lambda/2}}{\pi} \Delta\phi \right)^2 C \Omega$$

- pentru a mica tensiunea de modulatie necesara crearii aceluiasi  $\Delta\phi$  cu un modulator cu efect electro-optic longitudinal se folosesc mai multe cristale in serie, doua cristale successive, rotite cu

$\pi/2$  unul fata de celalalt, fiind supuse la campuri cu directii opuse (vezi figura de mai jos). In acest fel efectele se insumeaza



- parametrii modulatorului cu  $N$  cristale sunt  $C_N = NC$ ,  $\Delta\phi_N = N\pi U_m / U_{\lambda/2}$ ,

$$P_N = \frac{1}{2} \left( \frac{U_{\lambda/2}}{N\pi} \Delta\phi_N \right)^2 NC\Omega = \frac{1}{N} \frac{1}{2} \left( \frac{U_{\lambda/2}}{\pi} \Delta\phi_N \right)^2 C\Omega$$

- pentru  $\Delta\phi_N = \Delta\phi$ , tensiunea  $U_m$  si puterea  $P_N$  necesare modularii sunt de  $N$  ori mai mici decat daca se lucreaza cu un singur cristal

#### EFFECTUL ELECTRO-OPTIC PATRATIC (KERR)

- in acest caz, daca propagarea luminii se face dupa axa  $Z$  iar campul electric se aplica dupa  $Y$ , defazajul obtinut este

$$\Delta\phi = \frac{\pi n_o^3}{\lambda} R E_y^2 L_z$$

unde  $R$  este constanta de material

- pentru a se obtine proportionalitate intre semnalul electric modulator si defazaj, campul electric aplicat are o componenta continua si una alternativa:

$$E_y = E_{y0} + E_{ym}(t), \text{ cu } |E_{ym}(t)| \ll |E_{y0}|$$

In aceste conditii

$$\Delta\phi \cong \frac{2\pi n_o^3}{\lambda} R E_{y0} E_{ym}(t) L_z,$$

cu  $E_{ym}(t) = U_m(t) / L_y$ , si am proportionalitate intre  $\Delta\phi$  si  $U_m(t)$ :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi n_o^3}{\lambda} R E_{y0} U_m(t) \frac{L_z}{L_y} = 4\pi B E_{y0} U_m(t) \frac{L_z}{L_y}$$

- materialele in care se intalneste efectul electro-optic patrativ includ sulfura de carbon, pentru care  $B \cong 10^{-14}$ , si nitrobenzenul, pentru care  $B \cong 10^{-12}$

## MODULATIA ACUSTO-OPTICA

- este o modulatia spatiala a luminii, consecinta a variatiei tensorului dielectric local in prezenta campului acustic

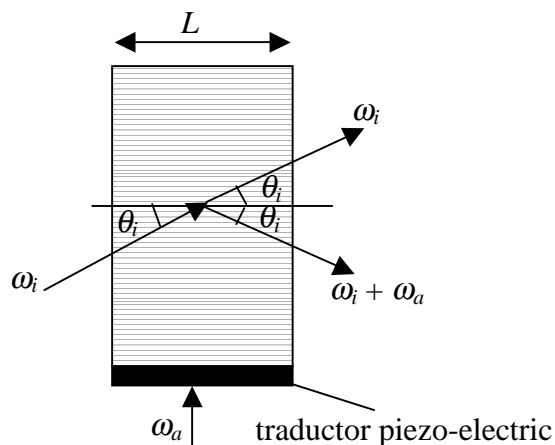
- variatia indicelui de refractie la aplicarea campului acustic este

$$\Delta n = \sqrt{10^7 M_{a-o} P_a / 2A}$$

unde  $P_a$  este puterea acustica,  $A$  este aria, iar  $M_{a-o} = n^6 s^2 / (\rho v_a^3)$  este factorul de merit acusto-optic, cu  $s$  elementul tensorului de stress optic,  $\rho$  densitatea materialului, iar  $v_a$  viteza sunetului

## MATERIALE CU EFFECT ACUSTO-OPTIC

material	$n$	$v_a$ ( $10^5$ cm/s)	$M_{a-o} / M_{a-o, \text{cuart}}$	$\Delta n$ la $P_a / A = 100$ W/cm <sup>2</sup>
TaO <sub>2</sub>	2.27	0.617	525	$1.3 \times 10^{-4}$
PbMnO <sub>4</sub>	2.39	3.66	23.7	$6.2 \times 10^{-4}$
LiNbO <sub>3</sub>	2.2	6.57	4.6	$5.8 \times 10^{-5}$
cuart	1.46	5.96	1	$2.7 \times 10^{-5}$



- campul acustic se aplica sub forma unei unde de suprafata de frecventa  $\omega_a$ , produsa de un traductor piezoelectric (echivalent cu o retea de difractie temporara, in miscare)

- daca campul acustic se aplica pe directia  $y$ , defazajul introdus variaza cu  $y$ :

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

unde  $\Lambda$  este periodicitatea retelei

- o unda incidenta de frecventa  $\omega_i$  se difracta pe o astfel de retea de difractie acustica, ca si in optica, in una sau mai multe ordine. In cazul in care difractia se produce intr-un singur ordin (ca in figura de mai sus) reseaua se numeste retea Bragg si are loc urmatoarea relatie

$$2\beta \sin \theta_i = 2\pi / \Lambda$$

unde  $\beta$  este constanta de propagare a unei electromagnetice in material

- deoarece unda acustica are frecventa  $\omega_a$ , unda difractata are frecventa  $\omega_i + \omega_a$ . Cele doua unde la iesire au intensitatile

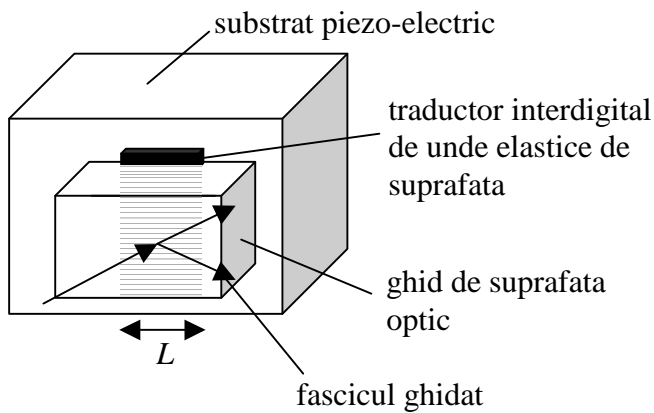
$$I_{\omega_i} = I_0 \cos^2(\xi/2), \quad I_{\omega_i + \omega_a} = I_0 \sin^2(\xi/2)$$

unde  $\xi = 2\pi L \Delta n / \lambda$

Observatie: eficienta modulatiei acusto-optice depinde de adancimea de patrundere a unei acusto-optice de suprafata in cristal. Aceasta adancime este proportionala cu  $1/\omega_a$

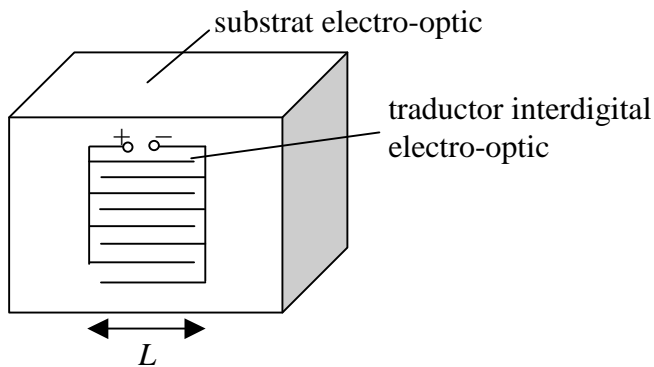
Observatie: modulatia spatiala a fascicului se poate face si cu o retea electro-optica creata intr-un material electro-optic cu un electrod ‘cu degete’ – traductor interdigital

- modulatorul acusto-optic se poate realiza si integrat



Daca substratul piezo-electric este absorbant sau daca ghidul are o constanta piezo-electrica mica, ghidul si sursa de camp acustic sunt separate, ca in figura (campul acustic patrunde exponential in ghid). Altfel s-ar putea pune traductorul direct pe ghid

- analog, ghid de unda pe substrat electro-optic



## MODULATOR MAGNETO-OPTIC

- modulatia magneto-optica (de intensitate) se poate realiza prin mai multe efecte, cel mai utilizat fiind efectul Faraday:

- o unda polarizata liniar poate fi considerata ca obtinuta din suprapunerea a doua unde polarizate circular, in sensuri opuse:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \left[ \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -i \\ 1 \end{pmatrix} \right]$$

Daca aplic un camp magnetic paralel cu directia de propagare a undei, unda polarizata circular dreapta se propaga cu viteza diferita fata de cea circular stanga, astfel incat dupa un parcurs  $L$  prin mediu unda liniar polarizata rezultanta are planul de polarizare rotit cu  $\theta_F$  fata de cel al undei incidente, unde

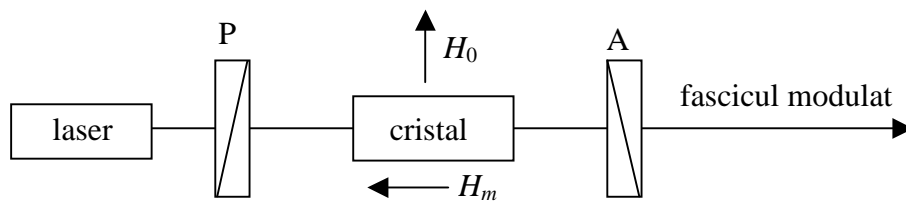
$$\theta_F = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_d - n_s)$$

$n_d$  - indicele de refractie al unei polarizata circular dreapta,  $n_s$  - al celei polarizata circular stanga

- materiale cu effect Faraday pronuntat sunt:  $Y_2Fe_{15}O_{12}$  (YIG), GaYIG

- in materiale paramagnetice si diamagnetice  $\theta_F = VH$ , unde  $H$  este campul magnetic perturbator, iar  $V$  este constanta Verdet. Aceasta constanta are o valoare mica, efectul Faraday in aceste materiale fiind neutilizabil

- in materialele fero- si ferimagnetice efectul depinde de componenta magnetizarii paralele cu directia de propagare, a carei marime depinde de campul magnetic exterior, rezultatul fiind din nou rotirea planului de polarizare. Dezavantaj:  $\theta_F$  depinde si de istoria anterioara a probei



- pentru a evita acest dezavantaj (vezi figura de mai sus), se foloseste un camp magnetic continuu  $H_0$  pentru a aduce materialul in apropierea saturatiei.  $H_m$  moduleaza aceasta magnetizare de saturatie (de fapt schimba orientarea, pentru ca e deja saturat). In acest conditii

$$\theta_F \approx M_s \cos \varphi$$

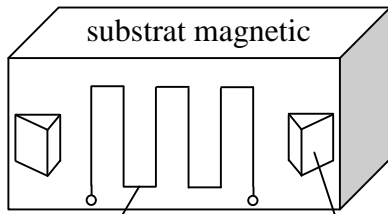
unde  $M_s$  este magnetizarea de saturatie, iar  $\varphi$  este unghiul intre directia de propagare a luminii si cea a magnetizatiei

- la fel ca la modulatorul electro-optic de intensitate, in montajul din figura de mai sus

$$I_o = I_i \sin^2(\theta_F / 2)$$

- realizare integrata





circuit serpentina care produce campul magnetic      prisme de cuplaj optic

- alte efecte care pot fi folosite

- efect Voigt, sau birefringenta magnetica liniara – apare cand lumina se propaga in mediul magneto-optic perpendicular pe directia magnetizarii. Este un fenomen patratric in campul magnetic:  $\theta_V = CB^2$ , unde  $C$  este constanta Cotton-Mouton
- efectul Kerr magneto-optic, care consta in modificarea starii de polarizare a luminii reflectate de un mediu magnetic