

## ANEXA A V-A. DIODA OPTICĂ

În această anexă se prezintă modalitatea de a realiza o *diodă optică*, folosind diferite procese fizice neliniare. Dioda optică se poate realiza folosind două efecte (activitatea optică naturală și efectul Faraday) strâns unite.

### 1. Activitatea optică datorită intervenției gradientului spațial al câmpului electric

Când o undă optică se aplică unei molecule sau unui atom, câmpul electric  $\bar{E}$  transportat de undă induce o polarizație  $\bar{P}$  dată, în primă aproximație, de:

$$P_j(\omega) \cong \chi_{jk}^{(1)}(-\omega, \omega) E_k(\omega), \quad (\text{V.1})$$

unde  $\omega$  este pulsația undei laser,  $\chi_{jk}^{(1)}(-\omega, \omega)$  este susceptibilitatea optică de primul ordin (un tensor de rangul doi) și

$$\chi_{jk} = \chi_{jk}^{(s)} + \chi_{jk}^{(0)}.$$

Având un gradient al câmpului electric, ecuația (V.1) poate fi completată în mod formal sub următoarea formă:

$$P_j(\omega) \cong \chi_{jk}^{(1)}(-\omega, \omega) E_k(\omega) + \eta_{jkl}(-\omega, \omega, 0) \nabla_l E_k(\omega). \quad (\text{V.2})$$

Cele trei simboluri  $(-\omega), (\omega), (0)$ , se raportează acum, respectiv, la componentele  $\bar{u}_x, \bar{u}_y, \bar{u}_z$ . Dacă presupunem că o undă plană, descrisă prin:

$$E_k(\omega) = E_k(0) \exp[i(\bar{k}\bar{r} - \omega t)]$$

este în interacțiune cu mediul, atunci:

$$\nabla_l E_k(\omega) = i|\bar{k}| S_l E_k(\omega),$$

unde  $S_l$  este a  $l$ -a componentă a vectorului  $\bar{S}$  care definește propagarea. Astfel, obținem:

$$\frac{P_j(\omega)}{E_k(\omega)} = \chi_{jk}^{(1)}(-\omega, \omega) + i|\bar{k}| \eta_{jkl}(-\omega, \omega, 0) S_l. \quad (\text{V.3})$$

Pe de altă parte, avem:

$$\bar{D} = \varepsilon_0 [\varepsilon_{jk}^{(r)}] \bar{E} = \varepsilon_0 [\mathbf{1}] \bar{E} + \bar{P} \quad (\text{V.4a})$$

sau

$$D_j = \varepsilon_0 \varepsilon_{jk}^{(r)} E_k = \varepsilon_0 E_j + P_j. \quad (\text{V.4b})$$

Dar, punând  $E_i = E_j \delta_{ij}$ , se obține:

$$\varepsilon_{jk}^{(r)} - \delta_{jk} = \frac{P_j}{\varepsilon_0 E_k}. \quad (\text{V.5})$$

De asemenea, avem:

$$\bar{P} = [\chi_{ij}] \bar{E} \quad (\text{V.6a})$$

sau

$$P_j = \chi_{jk} E_k. \quad (\text{V.6b})$$

Din expresiile (V.6b) și (V.5), se obține:

$$\varepsilon_{jk}^{(r)} - \delta_{jk} = \frac{\chi_{jk}}{\varepsilon_0}. \quad (\text{V.7})$$

Introducând expresia (V.3) în relația (V.5), presupunând materialul izotrop și omițând dependențele de  $\omega$ , se obține:

$$\varepsilon_{jk}^{(r)} - \delta_{jk} = \chi^{(1)} \frac{\delta_{jk}}{\varepsilon_0} + 2\pi i \eta \varepsilon_{jkl} \frac{S_l}{\varepsilon_0 \lambda}, \quad (\text{V.8})$$

unde s-a înlocuit tensorul  $\eta_{jkl}$  cu  $\eta \varepsilon_{jkl}$ , deoarece

$$\eta = \frac{\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \eta_{\alpha\beta\gamma}}{6}. \quad (\text{V.9})$$

Ecuția (V.8) permite să se structureze tensorul de permitivitate relativă care se scrie într-un referențial ortonormat  $Oxyz$  și pentru un câmp de componente  $(E_x, E_y, 0)$ , care se propagă după direcția  $z$ , rezultă:

$$[\varepsilon_{jk}^{(r)}] = \begin{pmatrix} \varepsilon^{(r)} & i\varepsilon'^{(r)} & 0 \\ -i\varepsilon'^{(r)} & \varepsilon^{(r)} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon^{(r)} \end{pmatrix}. \quad (\text{V.10})$$

Termenul  $\nabla_l E_k(\omega)$ , care reflectă *dispersia spațială* a undei în material de-a lungul axei  $z$ , a adăugat deci, doi termeni nediagonali imaginari la tensorul  $[\varepsilon_{jk}^{(r)}]$ , care sunt:

$$\varepsilon'^{(r)} = |\bar{k}| S_z \eta. \quad (\text{V.11})$$

Utilizând ecuația (V.4b), se obține sistemul:

$$(\varepsilon^{(r)} - n^2) E_x + i\varepsilon'^{(r)} E_y = 0; \quad (\text{V.12a})$$

$$-i\varepsilon'^{(r)} E_x + (\varepsilon^{(r)} - n^2) E_y = 0, \quad (\text{V.12b})$$

pentru care avem soluțiile:

$$\frac{E_y}{E_x} = \exp\left[i\frac{\pi}{2}\right] \text{ asociată la: } n_-^2 = \varepsilon^{(r)} - \varepsilon'^{(r)} \quad (\text{V.13})$$

și

$$\frac{E_y}{E_x} = \exp\left[-i\frac{\pi}{2}\right] \text{ asociată la: } n_+^2 = \varepsilon^{(r)} - \varepsilon'^{(r)}. \quad (\text{V.14})$$

Deoarece  $E_y$  și  $E_x$  sunt în cuadratură de fază, este vorba de unde circulare care se propagă cu viteze de fază diferite și, în consecință, conducând la o *putere rotatorie* a materialului. De fapt, regăsim formalismul lui Max Born<sup>(1)</sup> (1933): defazajul indus este

$$\varphi = 2\pi d \frac{\Delta n}{\lambda} = 2\pi d \frac{\varepsilon'(r)}{n\lambda}, \quad (\text{V.15})$$

unde  $d$  este grosimea eșantionului. Aceasta conduce la o rotație  $\theta = \frac{\varphi}{2}$  a unei unde polarizate liniar care traversează materialul.

Born a introdus un tensor  $G_{lm}$ , numit *girație*, astfel încât:

$$\varepsilon_{jkm} G_{lm} = 2\pi\eta \frac{\varepsilon_{jkl}}{\lambda}. \quad (\text{V.16})$$

Deoarece termenul  $\eta_{jkl} \nabla_l E_k$  trebuie să fie impar pentru inversia spațială, deoarece  $\bar{P}$  este un vector adevărat, iar  $\nabla_l$  și  $E_k$  fiind ambii impari,  $\eta_{jkl}$  trebuie să fie impar și se comportă ca  $(-1)^3$ . Aceasta este, ca atare, un tensor adevărat. Astfel, rezultă următoarele caracteristici:

$$\eta_{jkl} \quad \text{este un tensor adevărat de rangul 3;} \quad (\text{V.17a})$$

$$\eta \quad \text{este un pseudo-scalar;} \quad (\text{V.17b})$$

$$G_{lm} \quad \text{este un pseudo-tensor de rangul 2;} \quad (\text{V.17c})$$

și

$$\theta \quad \text{este un pseudo-scalar.} \quad (\text{V.17.d})$$

Astfel, rotația datorită activității optice naturale este o pseudo-rotație.

Sensul rotației este inversat în cursul inversiei spațiale, adică, prin inversarea sensului de propagare a undei.

Revenind la structura generală a tensorului  $\eta_{jkl}$  care descrie activitatea optică, acesta are 27 componente. De fapt, se poate demonstra că în toată generalitatea, acest tensor este antisimetric în  $\bar{u}_x$  și  $\bar{u}_y$  și că, în consecință:

$$\eta_{jkl} = -\eta_{kjl} \quad (\text{V.18})$$

Astfel, acest tensor posedă 18 elemente nenule (cele trei elemente cu indici identici sunt nuli deoarece câmpul nu poate fi coliniar la vectorul de propagare), legate prin 9 relații de tipul (V.18). Deci, există 9 componente independente, impuse prin natura însăși a proprietății descrise.

<sup>(1)</sup> Max Born, Emil Wolf, *Principles of optics (Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light)*, Pergamon Press, Oxford – London: Edinburg. New York. Toronto. Sydney. Paris. Branschweig, (1970, fourth edition).

## 2. Efectele Faraday și Faraday invers<sup>(2)</sup>

*Efectul Faraday* face să intervină un câmp magnetic static (adică, de frecvență nulă). El este descris de o ecuație apropiată de ecuația (V.2):

$$P_j(\omega) \approx \chi_{jk}^{(1)}(-\omega, \omega) E_k(\omega) + \eta'_{jkl}(-\omega, \omega, 0) H_l(0) E_k(\omega). \quad (\text{V.19})$$

Repetând analiza precedentă, ajungem să calculăm rotația indusă prin traversarea grosimii  $d$  a materialului, de indice  $n$  și presupus izotrop, găsind:

$$\theta \approx \frac{i\pi d \eta' H_z(0)}{\varepsilon_0 \lambda n}. \quad (\text{V.20})$$

Cantitatea  $\frac{i\pi \eta'}{\varepsilon_0 \lambda n} = V$  definește *constantă lui Verdet*,  $V$ . Cu toate că tratările

lor ar fi similare, efectul Faraday este foarte diferit de activitatea naturală descrisă mai înainte.  $\bar{P}$  fiind un vector adevărat,  $\eta'_{jkl} H_l E_k$  este impar. Ori, pseudovectorul  $\bar{H}$  se comportă ca  $(-1)^2$  și este par.  $E_k$  fiind impar,  $\eta'_{jkl}$  este par și se comportă ca  $(-1)^4$ . El este, deci, un pseudo-tensor. Rezultă următoarele caracteristici:

$$\eta'_{jkl} \quad \text{este un pseudo-tensor de rangul 3}; \quad (\text{V.21a})$$

$$\eta' \quad \text{este un scalar adevărat}; \quad (\text{V.21b})$$

$$V \quad \text{este un scalar adevărat}; \quad (\text{V.21c})$$

$$\theta \quad \text{este un scalar adevărat}. \quad (\text{V.21d})$$

Deci, rotația Faraday este o adevărată rotație. Sensul rotației Faraday nu se schimbă când are loc inversia spațială care însoțește sensul de propagare al unde.

Efectul Faraday este foarte mult utilizat în ingineria laser. Într-adevăr, el este la baza realizării diodelor optice, care permit să se interzică la una din cele două unde laser progresive să se dezvolte în cavitățile inel.

Semnalăm, că există și *un efect Faraday invers*, care a fost pus în evidență în anul 1966 de către P. Pershan. În cazul efectului Faraday invers, o undă laser intensă, polarizată circular, creează o magnetizație la frecvența nulă, a cărei componentă a  $j$ -a este dată de expresia:

$$M_j(0) \approx \eta'_{jkl}(0, \omega, -\omega) E_k(\omega) E_l^*(-\omega). \quad (\text{V.22})$$

În cazul unui mediu izotrop, vom scrie relația (V.22) ca în cazul precedent, omițând dependența de frecvență:

$$M_j(0) \approx \eta' \varepsilon_{jkl} E_k E_l^*, \quad (\text{V.23})$$

$M_j(0)$  este un pseudo-scalar.

Acum, presupunând o undă dextrogiră, de lungime de undă  $\lambda$ , care se propagă după Oz și are intensitatea:

$$I^+ = \frac{E^+ E^{+*}}{2} = \frac{|E^+|^2}{2} \quad (\text{V.24})$$

<sup>(2)</sup> J.R. Lalanne, A. Ducasse, S. Kielich, *Interaction laser molecule (Physique du laser et optique non linéaire moléculaire)*, Polytechnica, Paris, (1994)

cu

$$E^+ = \frac{E_x + iE_y}{2}, \quad (\text{V.25})$$

se obține

$$M_z(0) \approx \left( \frac{2\varepsilon_0 \lambda n}{\pi} \right) VT^+. \quad (\text{V.26})$$

Din expresia (V.26) se observă că magnetizația este proporțională cu constanta lui Verdet și cu intensitatea unei laser aplicate. Argumente identice cu cele dezvoltate pentru tensorul  $\eta_{jkl}$  al activității optice, permit să se demonstreze că tensorul  $\eta'_{jkl}$  care descrie efectele Faraday și Faraday invers, este, prin natura lui, antisimetric în  $j$  și  $k$ . În plus, el va avea 18 elemente nenule, din care 9 independente.

### 3. Dioda optică<sup>(2)</sup>

Posibilitățile de a uni împreună cele două efecte descrise mai înainte (activitatea optică naturală și efectul Faraday) sunt ilustrate în figura V.1.

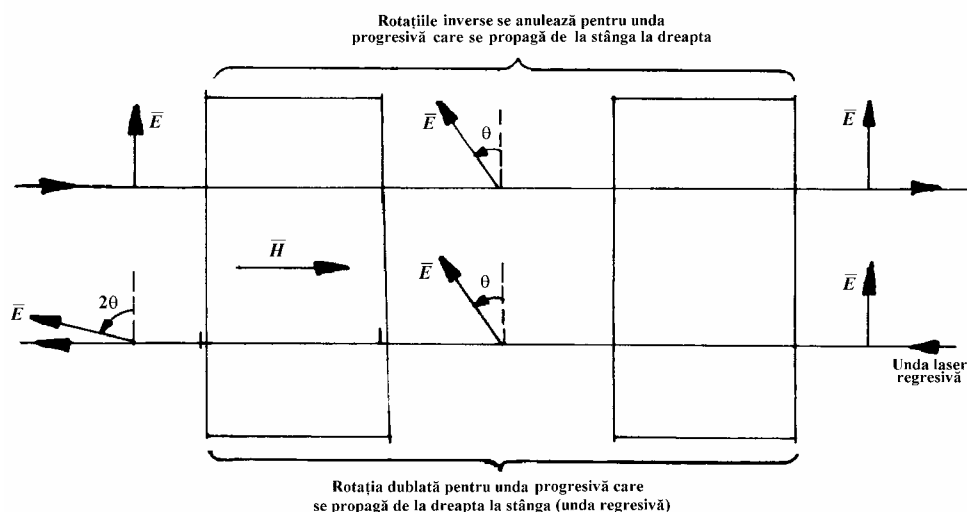


Fig. V.1.

În această figură se exemplifică utilizarea împreună a activității optice naturale și a efectului Faraday pentru a diferenția polarizațiile a două unde laser progresive care se propagă în sens invers.

Schimbarea cu  $2\theta$  a direcției de polarizare a unei care se propagă de la dreapta la stânga nu este compatibilă cu celelalte elemente ale cavității (nereprezentate pe figură). Această undă încetează să se propage când se introduce dioda optică, pe când unda care se propagă în sens invers nu suferă nici o rotație a polarizării și nu este afectată de introducerea diodei.