

7. LASERE. APLICAȚII ALE LASERELOR

7.1. Principiul de funcționare

Un dispozitiv laser (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) este constituit din două sisteme fizice în interacție: *câmpul electromagnetic* dintr-un *rezonator optic* și un *mediu activ* situat în același rezonator optic. Atomii, moleculele sau ionii mediului activ au cel puțin *două nivele energetice* a căror diferență de energie corespunde unei frecvențe care este în rezonanță cu una din frecvențele proprii ale rezonatorului optic. Dacă atomii, moleculele sau ionii mediului activ sunt executați pe nivelul energetic superior printr-un mecanism oarecare, modul electromagnetic rezonant îi stimulează pentru a trece pe nivelul energetic inferior. În decursul acestui proces de *emisie stimulată*, atomii transferă diferența de energie câmpului electromagnetic din cavitate, energia tuturor atomilor fiind transferată unui singur mod de oscilație a cărei frecvență este în rezonanță cu frecvența rezonatorului optic. Dacă este asigurată o diferență de populație între cele două nivele atomice, dispozitivul este un *amplificator cuantic de radiație*.

7.1.1. Inversia de populație

Dacă o undă plană de intensitate I traversează un mediu cu două nivele energetice (fig. 5. 33) aceasta este absorbită, coeficientul de absorbție al undei prin mediu fiind definit cu ajutorul legii Lambert-Beer:

$$\alpha_{\omega} = -\frac{1}{I_{\omega}} \cdot \frac{dI_{\omega}}{dx} \quad (7.1)$$

unde $dx = cdt$ este distanța parcursă de radiație prin mediu în intervalul de timp dt iar $w_{\omega} = \frac{4I_{\omega}}{c}$. Astfel, relația (7.1) se poate scrie sub forma:

$$\alpha_{\omega} = -\frac{1}{cw_{\omega}} \cdot \frac{dw_{\omega}}{dt} \quad (7.2)$$

La traversarea unității de volum dintr-un mediu activ numărul de atomi capabili să absoarbă un foton este N_1 , numărul de atomi capabili să emită stimulat câte un foton de energie $\hbar\omega$ este N_2 , iar densitatea de energie:

$$w_{\omega} = (N_1 - N_2)\hbar\omega \quad (7.3)$$

iar:

$$\frac{dw_{\omega}}{dt} = \left(\frac{dN_1}{dt} - \frac{dN_2}{dt} \right) \hbar\omega = (B_{21}N_2 - B_{12}N_1)w_{\omega} \quad (7.4)$$

Cu ajutorul formulei (7.4) relația (7.1) poate fi scrisă succesiv sub forma:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{c} (B_{12}N_1 - B_{21}N_2) \hbar\omega = \frac{B_{21}}{c} \left(\frac{B_{12}}{B_{21}} N_1 - N_2 \right) \hbar\omega = \\ &= \frac{1}{c} \left(\frac{g_2}{g_1} N_1 - N_2 \right) \hbar\omega \frac{\pi^2 c^3}{\hbar\omega^3} A_{21} = \left(\frac{\pi c}{\omega} \right)^2 \cdot \left(\frac{g_2}{g_1} N_1 - N_2 \right) \frac{1}{\tau} \end{aligned} \quad (7.5)$$

Din relația (7.5) se observă că dacă $(g_2 / g_1)N_1 > N_2$ are loc *absorbția radiației*, iar dacă $(g_2 / g_1)N_1 < N_2$ are loc *emisia stimulată*. În al doilea caz în mediu este realizată *inversia de populație*. Un astfel de material se numește laser *activ* și radiația electromagnetică care traversează un astfel de mediu este *amplificată*.

7.1.2. Condiția de prag

Pentru a obține un *oscilator* dintr-un amplificator este necesar ca sistemul să aibă o *reacție pozitivă*. În regiunea microundelor acest lucru se realizează plasând materialul activ într-o *cavitate rezonantă* care are o rezonanță la frecvența ω . În regiunea optică, reacția pozitivă se obține plasând mediul laser activ între *două oglinzi* cu coeficientul de reflexie foarte mare (fig. 7. 1). În acest caz unda electromagnetică plană se propagă în spațiul dintre oglinzi (cavitatea Fabry-Pérot), efectuând drumuri dus-întors, fiind amplificată la fiecare traversare a mediului laser activ. Dacă una din oglinzi este parțial transparentă, acesta lasă să treacă fasciculul laser de ieșire.

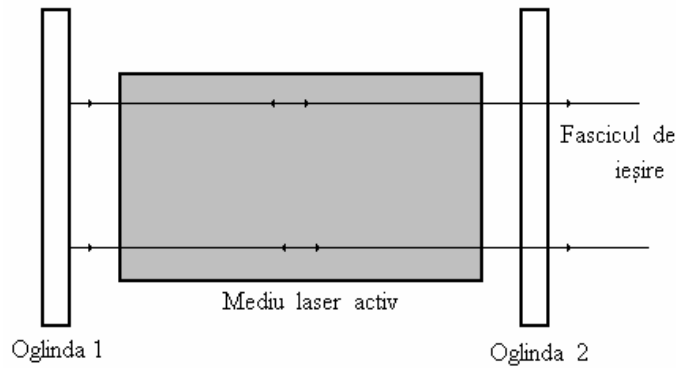


Fig. 7. 1. Schema simplificată a unui laser.

Pentru a se obține un fascicul laser de ieșire este necesar ca energia rezultată din emisia stimulată (*câștigul*) să depășească *pierderile de energie* prin diferite fenomene (*cuplajul de ieșire, difracția, neomogenitățile mediului, etc.*), condiție cunoscută sub numele de *condiție de prag*. Intensitatea fasciculului laser care traversează oglinda 2 în unitatea de timp este dată de relația:

$$dI_1 = -I_1 \frac{c}{L}(1 - R)dt \quad (7.6)$$

unde R este coeficientul de reflexie al oglinzii 2. Integrând ecuația (7.6) rezultă:

$$I_1 = I_{10} \exp\left[-\frac{c}{L}(1 - R)t\right] = I_{10} \exp\left[-\frac{t}{\tau_1}\right] \quad (7.7)$$

unde s-a făcut notația:

$$\tau_1 = \frac{L}{c(1 - R)}. \quad (7.8)$$

Scăderea intensității fasciculului datorită traversării oglinzii de ieșire introduce un *factor de calitate al cavității*:

$$Q_1 = \omega\tau_1 = \frac{\omega L}{c(1 - R)}. \quad (7.9)$$

Oglinzile având dimensiuni finite (se consideră oglinzi sub forma unui disc cu diametrul D), intensitatea pierdută prin difracție pe orificiul din oglinda de ieșire în unitatea de timp este dată de:

$$\frac{dI_2}{dt} = -I_2 c \left| \frac{d\theta}{dD} \right| \quad (7.10)$$

unde

$$\sin \theta \cong \theta = \frac{\lambda}{D} \quad (7.11)$$

iar

$$\left| \frac{d\theta}{dD} \right| = \frac{2\pi c}{\omega D^2}. \quad (6.12)$$

Astfel,

$$\frac{dI_2}{I_2} = -\frac{2\pi c^2}{\omega D^2} dt \quad (7.13)$$

care după integrare devine:

$$I_2 = I_{20} \exp\left[-\frac{2\pi c^2}{\omega D^2} t\right] = I_{20} \exp\left[-\frac{t}{\tau_2}\right] \quad (7.14)$$

unde:

$$\tau_2 = \frac{\omega D^2}{2\pi c^2}. \quad (7.15)$$

Pierderilor prin difracție prin orificiul oglinzii de ieșire le corespunde factorul de calitate:

$$Q_2 = \omega \tau_2 = \frac{2\pi D^2}{\lambda^2} = \frac{\omega^2 D^2}{2\pi c^2}. \quad (7.16)$$

Factorul de calitate al cavității este dat de relația:

$$Q = \omega \tau_Q = \frac{\omega}{\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}} = \frac{Q_1 Q_2}{Q_1 + Q_2} = \frac{\omega^2 D^2 L}{c[\omega D^2(1-R) + 2\pi cL]}. \quad (7.17)$$

Puterea totală pierdută prin aceste procese este:

$$P_p = n \frac{\hbar \omega}{\tau_Q} = n \frac{\hbar \omega^2}{Q} \quad (7.18)$$

unde n este numărul de fotoni absorbiți în unitatea de volum. Cu ajutorul relațiilor (5.176), (5.177) și (5.179) puterea totală emisă poate fi scrisă sub forma:

$$\begin{aligned} P &= \frac{dN}{dt} \hbar \omega = w_\omega (B_{21} N_2 - B_{12} N_1) \hbar \omega \\ &= B_{21} w_\omega \left(N_2 - \frac{B_{12}}{B_{21}} N_1 \right) \hbar \omega = B_{21} w_\omega \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \hbar \omega. \end{aligned} \quad (7.19)$$

Condiția de oscilație se scrie:

$$P \geq P_p, \quad (7.20)$$

adică:

$$B_{21}w_{\omega}\left(N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1}\right)\hbar\omega \geq n \frac{\hbar\omega^2}{Q} \quad (7.21)$$

unde:

$$B_{21} = A_{21} \frac{\pi^2 c^3}{\hbar\omega^3} \text{ și } A_{21} = \frac{1}{\tau}, \quad (7.22)$$

iar

$$w_{\omega}\Delta\omega = n\hbar\omega, \quad (7.23)$$

w_{ω} fiind densitatea spectrală de energie. Ținând seama de relațiile (7.21), (7.22) și (7.23) se obține condiția de oscilație sub forma:

$$N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \geq \frac{\tau\omega^3\Delta\omega}{\pi^2 c^3 Q}. \quad (7.24)$$

Relația (7.24) exprimă dependența inversiei de populație de parametrii atomici ai sistemului ($\tau, \Delta\omega, \omega, \lambda$) cât și de factorul de calitate al cavității Q . În cazul egalității se obține valoarea minimă a inversiei de populație pentru care apare *efectul laser*. Din acest motiv relația (7.24) poartă numele de *relația de prag*. Înlocuind în relația (7.24) $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$

se observă că inversia de populație este dată de formula:

$$N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \sim \frac{1}{\lambda^3}, \quad (7.25)$$

adică inversia de populație este invers proporțională cu puterea a treia a lungimii de undă. Aceasta explică faptul de ce este mult mai dificil de realizat un laser pe lungimi de undă scurte (în ultraviolet) decât în domeniul infraroșu apropiat al spectrului. Din relația (7.25) se observă că inversia de populație pentru timpi de viață de același ordin de mărime trebuie să fie de o mie de ori mai mare pentru $\lambda = 250$ nm decât pentru $\lambda = 2500$ nm. În al doilea rând, diferența de populație $N_2 - N_1$ este o caracteristică a sistemului atomic, care nu poate fi mărită peste anumite limite. Rezultă că singurele metode utilizate pentru a realiza condiția de prag sunt fie de a acționa asupra factorului de calitate al cavității prin mărirea lungimii mediului activ (ceea ce în majoritatea cazurilor comportă serioase dificultăți experimentale) sau prin îmbunătățirea reflexiei oglinzilor, astfel ca $(1 - R)$ să fie cât mai mic. În al treilea rând din relația (7.24) se observă că:

$$N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \sim \tau, \quad (7.26)$$

ceea ce indică faptul că cu cât tranziția este mai probabilă, avînd un timp de viață mai scurt, cu atât efectul laser se poate obține la o inversie de populație mai mică. Se observă că condiția de prag este satisfăcută în majoritatea covârșitoare a cazurilor numai pentru coeficienți de reflexie apropiați de unitate, adică $(1 - R) \ll 1$. Există, însă cazuri rare, cum este cea a tranziției de la $3,39 \mu\text{m}$ a Ne, când condiția de prag este îndeplinită pentru un R mic, laserul putînd oscila chiar fără oglinzi (*supraradianță*).

7.2. Ecuațiile generale ale ratelor ca ecuații de bilanț

7.2.1. Ecuațiile ratelor pentru un mod și un sistem atomic cu două nivele

Ecuațiile ratelor reprezintă ecuații de bilanț atât pentru *densitatea de energie* (numărul de fotoni) a modului de oscilație considerat al câmpului electromagnetic din

cavitatea Fabry-Pérot, în prezența pierderilor și a câștigului, cât și pentru *populațiile sistemului atomic* cu două nivele aflat în interacție cu câmpul de radiație din cavitate.

Ecuțiile de câmp. Variația în timp a numărului de fotoni ai modului, $\frac{dn}{dt}$, are loc datorită următoarelor cauze:

- *pierderile de fotoni* prin oglinzile rezonatorului și prin alte mecanisme (refracție, împrăștiere, neomogenități) care sunt descrise de termenul $-2\kappa n$, unde $-2\kappa = \frac{1}{\tau_c}$, τ_c

fiind *timpul de viață al fotonului în cavitate*,

- *emisia spontană* determinată de termenul WN_2 , unde W este rata de emisie spontană pentru un singur atom,

- *emisia stimulată* determinată de termenul WN_2n care este proporțională cu densitatea de energie a mediului,

- *absorbția*, luată în considerare prin termenul $-WN_1n$.

Prin urmare *ecuația de câmp* în cazul *laserului cu două nivele* este de forma:

$$\frac{dn}{dt} = W(N_2 - N_1)n + WN_2 - 2\kappa n. \quad (7.27)$$

(Ecuțiile ratelor pentru fotoni au fost scrise prima dată de A. Einstein, fiind aplicate la studiul laserelor de H. Statz și G. A. Mars în anul 1960).

Ecuțiile pentru populații. Populațiile celor două nivele (fig. 4. 20) se modifică în timp atât datorită emisiei stimulate și absorbției cât și datorită tranzițiilor cauzate de pompajul optic și de procesele necoerente de tipul: ciocniri de speța a doua, tranziții spontane neradiative și radiative, luate în considerare prin ratele de tranziție w_{12} sau w_{21} .

Rezultă ecuațiile:

$$\frac{dN_2}{dt} = -W(N_2 - N_1)n - N_2w_{21} + N_1w_{12} \quad (7.28)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = W(N_2 - N_1)n + N_2w_{21} - N_1w_{12}. \quad (7.29)$$

Introducând notațiile

$$D = N_2 - N_1 \text{ și } N_0 = N_2 + N_1 \quad (7.30)$$

din relațiile (7.28) și (7.29) se obține ecuația pentru *diferența de populație D* sub forma:

$$\frac{dD}{dt} = \frac{D_0 - D}{T} - 2DWn \quad (7.31)$$

unde

$$w_{12} + w_{21} = \frac{1}{T} \text{ și } D_0 = \frac{w_{12} - w_{21}}{w_{12} + w_{21}} N_0. \quad (7.32)$$

Condiția de efect laser, $n > 0$ rezultă din ecuația (7.27) sub forma:

$$WD > 2\kappa. \quad (7.33)$$

Întrucât lărgimii liniei spectrale atomice $\Delta\nu$ îi corespunde în rezonatorul de volum V ,

$$n_m = \frac{8\pi\nu^2 V}{c^3} \Delta\nu \quad (7.34)$$

moduri de oscilație (anexa A.1), se poate utiliza pentru W expresia:

$$W = \frac{1}{\tau_r n_m} \quad (7.35)$$

unde τ_r este *timpul de viață radiativ al atomului* (emit spontan $\frac{1}{\tau_r}$ atomi pe secundă).

Deci condiția de efect laser (7.33) se poate scrie sub forma:

$$\frac{Dc^3}{8\tau_r \pi v^2 V \Delta v} > \frac{1}{\tau_c}, \quad (7.36)$$

stabilită pentru prima dată în anul 1958 de A. Schawlow și C. H. Townes. Din condiția (7.36) rezultă influența diferiților parametri (τ_c , Δv , D) asupra regimului de funcționare a laserului. Dacă se neglijează emisia spontană în ecuația (7.27) se obține soluția de regim staționar:

$$\frac{dn}{dt} = 0 \text{ și } \frac{dD}{dt} = 0 \quad (7.37)$$

unde

$$n = \frac{D_0 W - 2\kappa}{4TW\kappa}. \quad (7.38)$$

În cazul unui laser cu două nivele energetice mecanismele utilizate pentru excitarea atomilor pe nivelul superior determină în același timp și dezexcitarea acestora. De exemplu, dacă pentru pompaj atomii sau moleculele ce constituie mediul activ sunt iradiați, radiația electromagnetică induce tranziții atât de pe nivelul inferior pe cel excitat (absorbție) cât și tranziții inverse (emisie stimulată). În cel mai bun caz pentru procesul de pompaj optic se pot produce același număr de atomi în starea excitată ca și în starea fundamentală, prin saturarea tranziției $1 \leftrightarrow 2$ (fig. 9. 18). În acest mod nu se poate obține o inversie de populație pozitivă în regim staționar.

Rezolvarea acestei probleme se poate face, de exemplu, prin folosirea unui mediu activ (atomi, molecule) care să aibă trei sau patru nivele energetice. Este posibil ca timpul de viață al nivelului excitat inferior (*nivel metastabil*) să fie mai lung (de ordinul ms) în comparație cu cel al altor nivele excitate, inversia de populație realizându-se între acest nivel excitat și cel fundamental. Popularea nivelului metastabil se face în acest caz în urma unei *tranziții neradiative* (foarte rapide) a atomilor de pe celălalt nivel excitat superior, unde au fost pompați de radiația electromagnetică.

7.2.2. Ecuațiile ratelor pentru un sistem atomic cu trei nivele

Diagrama nivelelor energetice pentru *laserul cu trei nivele* este prezentată schematic în fig.

7. 2. Laserul cu trei nivele tipic este cel cu rubin (Al_2O_3) dopat cu Cr^{+++} care emite o

radiație cu lungimea de undă $6943 \overset{\circ}{\text{Å}}$. Ecuațiile ratelor pentru laserul cu trei nivele se scriu sub forma:

$$\frac{dN_3}{dt} = W_p(N_1 - N_3) - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_3}{\tau_{31}}, \quad (7.39)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_i(N_1 - N_2) + \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}}, \quad (7.40)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = W_p(N_3 - N_1) + W_i(N_2 - N_1) + \frac{N_3}{\tau_{31}} - \frac{N_2}{\tau_{21}}, \quad (7.41)$$

$$\frac{d\rho_E}{dt} = W_i(N_2 - N_1) + K \frac{N_3}{\tau_{21}} - \frac{\rho_E}{\tau_c}, \quad (7.42)$$

unde N_i ($i = 1, 2, 3$) reprezintă populațiile celor trei nivele, W_p este rata de pompaj de pe nivelul 1 pe nivelul 3, W_i este rata de emisie indusă sau de absorbție (ambele fiind proporționale cu numărul de fotoni), τ_{ij} sunt constantele de timp de relaxare spontană între nivelele i și j (timpul de relaxare τ_{31} este suficient de mare astfel încât termenul corespunzător se poate neglija) iar ρ_E este densitatea de energie din cavitatea Fabry-Pérot. Pierderile de energie din cavitatea Fabry-Pérot sunt luate în considerare prin termenul $\frac{\rho_E}{\tau_c}$, τ_c reprezentând timpul de viață al fotonului în cavitate. Termenii $W_i(N_2 - N_1)$ și

$K \frac{N_2}{\tau_{21}}$, $\left(K = \frac{c^3}{8\pi^2 \Delta\nu V} \ll 1 \right)$ reprezintă energia primită de câmp prin emisie stimulată,

respectiv prin fluorescență (K fiind fracțiunea din radiația de fluorescență emisă în mod coerent). Coeficienții de emisie stimulată W_i depind de densitatea de energie prin relația:

$$W_i = B \left(\frac{\rho_E}{\Delta\nu} \right) = B_s \rho_E \quad (7.43)$$

unde B este coeficientul de emisie stimulată Einstein. Întrucât

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0, \quad (7.44)$$

N_0 reprezentând numărul total de atomi (molecule) din mediul activ, se poate scrie că:

$$\frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} + \frac{dN_3}{dt} = 0. \quad (7.45)$$

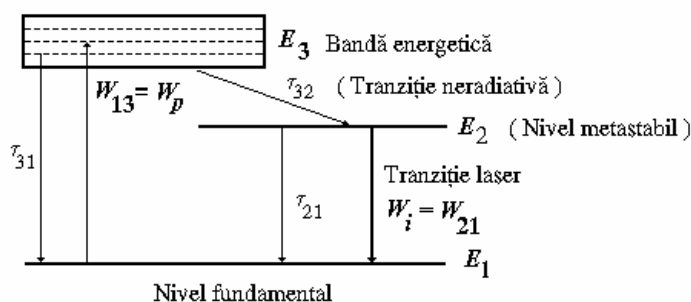


Fig. 7. 2. Diagrama nivelurilor energetice ale unui laser cu trei nivele.

Ținând seama de relația (7.43) se observă că ecuațiile ratelor (7.39)-(7.42) sunt ecuații diferențiale neliniare datorită produselor de forma $\rho_E N_i$. În cazul *regimului staționar*

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = \frac{d\rho_E}{dt} = 0. \quad (7.46)$$

Pentru o putere de pompaj scăzută (mult sub prag) ρ_E are valori mici, astfel încât în ecuațiile (7.39)-(7.42) pot fi neglijați termenii neliniari, obținându-se pentru populații și densitatea de energie în regim staționar următoarele soluții:

$$\frac{N_3}{N_0} = \frac{\tau_{32}}{2\tau_{32} + 1/W_p + \tau_{21}} \quad (7.47)$$

$$\frac{N_2}{N_0} = \frac{\tau_{21}}{2\tau_{32} + 1/W_p + \tau_{21}} \quad (7.48)$$

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{\tau_{32} + 1/W_p}{2\tau_{32} + 1/W_p + \tau_{21}} \quad (7.49)$$

$$\rho_E = \frac{K(N_2/\tau_{21})}{1/\tau_c - B_s(N_2 - N_1)}. \quad (7.50)$$

Pentru o putere de pompaj ridicată, presupunând că este satisfăcută condiția

$$\rho_E / \tau_c > K(N_3 / \tau_{32}) \quad (7.51)$$

în regim staționar se obține:

$$\Delta N = \frac{1}{B_s \tau_c} \quad (7.52)$$

unde

$$\Delta N = D = N_2 - N_1. \quad (7.53)$$

În acest caz soluția sistemului de ecuații (7.39)-(7.42) este de forma:

$$\frac{N_3}{N_0} = W_p \tau_{32} \left[\frac{1 - (1/N_0 B_s \tau_c)}{3W_p \tau_{32} + 2} \right] \quad (7.54)$$

$$\frac{N_2}{N_0} = \frac{1 + W_p \tau_{32} + (1/N_0 B_s \tau_c)(3W_p \tau_{32} + 1)}{3W_p \tau_{32} + 2} \quad (7.55)$$

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{[1 - (1/N_0 B_s \tau_c)](1 + W_p \tau_{32})}{3W_p \tau_{32} + 2} \quad (7.56)$$

$$\frac{\rho_E}{N_0} \left(\frac{\tau_{21}}{\tau_c} \right) = \frac{[W_p(\tau_{21} - \tau_{32}) - 1] - (1/N_0 B_s \tau_c)[W_p(\tau_{21} - \tau_{32}) + 1]}{3W_p \tau_{32} + 2}. \quad (7.57)$$

Presupunând că nivelul laser fluorescent are timpul de viață mult mai mare decât celelalte nivele (este metastabil) din ecuațiile (7.54)-(7.57) rezultă pentru valoarea minimă a lui W_p condiția:

$$W_p \tau_{21} \geq \frac{NB_s \tau_c + 1}{NB_s \tau_c - 1}. \quad (7.58)$$

Pentru a obține dependența de timp a densității de energie ρ_E trebuie integrată ecuația (7.42). Neglijând emisia spontană rezultă:

$$\frac{1}{\rho_E} \frac{d\rho_E}{dt} = \frac{1}{\tau_c} \left[\frac{\Delta N}{(\Delta N)_p} - 1 \right] \quad (7.59)$$

unde

$$N_p = (N_2 - N_1)_p = \frac{1}{B_s \tau_c} \quad (7.60)$$

este inversia de populație la pragul de oscilație. Dacă

$$\Delta N > (\Delta N)_p \quad (7.61)$$

rezultă

$$\rho_E = \rho_{E_0} \exp \left\{ \int \frac{dt}{\tau_c} \left[\frac{\Delta N}{(\Delta N)_p} - 1 \right] \right\}, \quad (7.62)$$

adică o creștere exponențială a densității de energie. Ecuația (7.62) este dificil de integrat întrucât nu este cunoscută dependența de timp a lui ΔN . Se poate totuși determina valoarea maximă a lui ρ_E care se obține pentru $\frac{d\rho_E}{dt} = 0$, adică $\Delta N = (\Delta N)_p$, astfel încât ΔN este chiar valoarea de prag a inversiei de populație.

7.2.3. Ecuațiile ratelor pentru un sistem atomic cu patru nivele

Laserele cu patru nivele reprezentativi sunt laserul cu ioni de neodim introduși ca impurități în cristalul de $Y_2Al_2O_{12}$ și laserul cu sticlă dopată cu neodim.

Diagrama nivelelor energetice pentru laserul cu patru nivele este prezentată schematic în fig. 7. 3.

Dezavantajul principal al laserelor cu trei nivele constă în faptul că nivelul inferior care participă la tranziția laser este nivelul fundamental, ceea ce face ca inversia de populație să se obțină greu. Acest neajuns este înlăturat în cazul laserului cu patru nivele, unde prin emisie stimulată atomii trec pe un nivel intermediar, care este în general foarte puțin populat, astfel încât inversia de populație se realizează mai ușor.

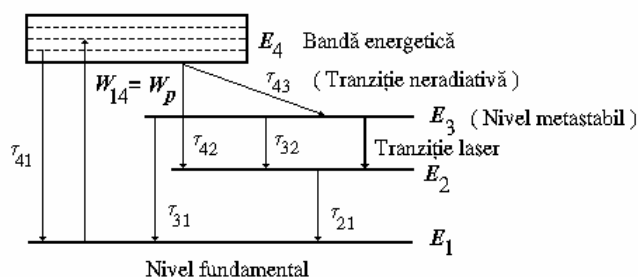


Fig. 7. 3. Diagrama nivelelor energetice ale unui laser cu patru nivele.

Ecuațiile ratelor pentru laserul cu patru nivele pot fi scrise sub forma:

$$\frac{dN_4}{dt} = W_p(N_1 - N_4) - \frac{N_4}{\tau_{43}} - \frac{N_4}{\tau_{42}} - \frac{N_4}{\tau_{41}} \quad (7.63)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -W_i(N_3 - N_2) + \frac{N_4}{\tau_{43}} - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_3}{\tau_{31}} \quad (7.64)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_i(N_3 - N_2) + \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_4}{\tau_{42}} \quad (7.65)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = W_p(N_4 - N_1) + \frac{N_4}{\tau_{41}} + \frac{N_3}{\tau_{31}} + \frac{N_2}{\tau_{21}} \quad (7.66)$$

$$\frac{d\rho_E}{dt} = W_i(N_3 - N_2) + K \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{\rho_E}{\tau_c} \quad (7.67)$$

unde N_i ($i = 1, 2, 3, 4$) reprezintă populațiile celor patru nivele, W_p este rata de pompaj de pe nivelul 1 pe nivelul 4, W_i este rata de emisie indusă sau de absorbție (ambele fiind proporționale cu numărul de fotoni), τ_{ij} sunt constantele de timp de relaxare spontană între nivelele i și j , iar ρ_E este densitatea de energie din cavitatea Fabry-Pérot. Se poate demonstra că timpii de relaxare τ_{42} și τ_{31} se pot neglija. În plus, se consideră că nivelul laser fluorescent are timpul de viață mult mai mare decât al celorlalte nivele (este metastabil). În aceste condiții ecuațiile ratelor (7.63)-(7.67) se pot transforma și analiza conform celor corespunzătoare laserului cu trei nivele. Se poate considera că nivelul laser inferior este *aproape populat* pentru laserul cu trei nivele și respectiv *aproape nepopulat* în cazul celui cu patru nivele. Inversia de populație are un nivel aproximativ constant în cazul laserului cu trei nivele și este proporțională cu puterea pentru laserul cu patru nivele. Pentru a fi operative avantajele laserului cu patru nivele trebuie ca populația N_2 a nivelului laser inferior să rămână foarte mică, de unde rezultă condiția suplimentară ca timpul de relaxare τ_{21} să fie foarte scăzut. Totodată este necesară condiția de echilibru: $dN_1/dt = 0$. Cu aceste condiții ecuațiile ratelor pentru laserul cu patru nivele capătă forma:

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{N_2}{\tau_{21}} - W_i(N_3 - N_2) - \frac{N_3}{\tau_{32}} \quad (7.68)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_2}{\tau_{21}} + W_i(N_3 - N_2) + \frac{N_3}{\tau_{32}}. \quad (7.69)$$

Ecuțiile (7.68)-(7.69) sunt identice cu ecuațiile unui laser cu trei nivele dacă $W_p = 1/\tau_{21}$ și $\tau_s = \tau_{32}$. Prin integrarea sistemului de ecuații diferențiale (7.63)-(7.67) se pot calcula valoarea minimă a ratei de pompaj (de pe nivelul fundamental 1 pe cel excitat superior 4), valoarea maximă a densității de energie din cavitatea Fabry-Pérot din condiția

$$\frac{d\rho_E}{dt} = 0, \text{ (adică } \Delta N = (\Delta N)_p \text{),} \quad (7.70)$$

unde ΔN reprezintă diferența de populație iar $(\Delta N)_p$ este valoarea de prag a inversiei de populație și puterea de oscilație totală.

7.3. Mecanisme de excitare a dispozitivelor laser

Excitarea mediului laser activ în vederea creerii inversiei de populație peste nivelul de prag se poate obține prin diferite mecanisme, cele mai utilizate fiind: *ciocnirile electronice, transferul rezonant de excitație, pompajul optic, procesele gaz-dinamice, reacții chimice, efectul Penning, injecția de curent, pompajul cu fascicule de electroni*.

7.3.1. Excitarea prin ciocniri electronice

Este metoda cea mai utilizată pentru excitarea laserelor cu gaz. În urma unei descărcări electrice într-un mediu gazos, în incintă apar ioni și electroni care prin accelerare în câmp electric pot excita prin ciocniri atomii și moleculele neutre. Câmpul electric accelerator poate fi continuu, de radiofrecvență, pulsatoriu etc. Deplasarea electronilor fiind mult mai mare decât a ionilor, procesele caracteristice de ciocnire sunt de tipul:



numite *ciocniri de speța întâi*. Electronul accelerat e^- într-un câmp electric exterior cedează energia sa cinetică T atomului A pe care-l excită. Ciocnirile de speța întâi sunt ciocniri neelastice (se modifică energia și direcția electronului incident). Alături de procesele de excitare, ciocnirile electron-atom pot determina procese de ionizare de tipul:



Aceste procese influențează indirect producerea inversiei de populație în mediul laser activ. Pentru caracterizarea cantitativă a proceselor de ciocnire se introduce *secțiunea eficace de excitare*, σ^e definită prin relația:

$$d\phi_e = -\sigma^e N_0 \phi_e dz \quad (7.73)$$

unde N_0 este densitatea de atomi în stare fundamentală, ϕ_e este fluxul de electroni, iar $d\phi_e$ variația fluxului de electroni pe distanța dz . Variația în timp a populației nivelului laser superior notată cu N_2 este:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_e = -\left(\frac{d\phi_e}{dz}\right)_{12} = N_0 N_e v \sigma_{12}^e = N_0 R_{12} \quad (7.74)$$

unde σ_{12}^e este secțiune eficace de excitare (se iau în considerare numai procesele de excitare utile pentru crearea inversiei între nivelele considerate)

$$\phi_e = N_e v, \quad (7.75)$$

N_e este densitatea electronilor din descărcare, v este viteza electronilor, iar

$$R_{12} = \sigma_{12}^e \phi_e \quad (7.76)$$

este *rata de pompaj electron-atom*. În aproximația lui Born (considerându-se o interacție slabă între electronul incident și atom) se obține:

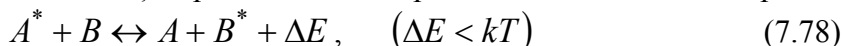
$$\sigma_{12}^e \sim \int_{K_{\min}}^{K_{\max}} \left| \Psi_1 \exp(ikz) \Psi_2^* \right|^2 K dK \quad (7.77)$$

unde $\Psi_{1,2}$ sunt funcțiile de undă corespunzătoare stărilor implicate în tranziții, iar K este modulul vectorului ce caracterizează transferul de impuls. Există două tipuri de ciocniri:

- a) care determină tranziții permise optic;
- b) care determină tranziții interzise optic.

7.3.2. Excitarea prin transfer rezonant de excitație

Transferul rezonant de excitație apare ca urmare a proceselor de ciocnire de tipul:



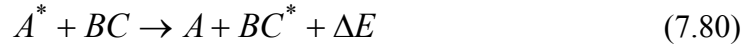
numite *ciocniri de speța a doua*, A și B fiind atomii a două specii de gaz aflate în amestec (în stare fundamentală) atomii A^* , B^* fiind în stare excitată. Secțiunea eficace de ciocnire pentru transfer rezonant de energie σ_{A^*B} poate fi definită cu ajutorul relației:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{A^*B} = N_{A^*} \cdot N_B \cdot v_{AB} \cdot \sigma_{A^*B} \quad (7.79)$$

unde $\left(\frac{dN}{dt}\right)_{A^*B}$ este numărul de tranziții de tipul (7.8), în unitatea de timp pe unitatea de volum, N_{A^*} , N_B reprezintă populația stărilor, iar v_{AB} este viteza relativă a celor doi atomi. Valorile lui $\sigma_{A^*B} \in (10^{-13} \div 10^{-16} \text{ cm}^2)$.

Există diferite scheme de producere a *transferului rezonant de energie*:

- *ciocniri atom-moleculă*



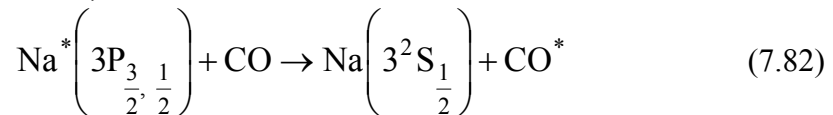
- *disocierea moleculei*



Ciocniri atom-atom. Ciocnirile atom-atom au loc în *laserele atomice*, cum ar fi de exemplu laserul cu He-Ne (energia stărilor 2^3S și 2^1S ale He, excitate prin ciocnirile electronice; $2s$ ($\sigma = 3,6 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$) și $3s$ ($\sigma = 4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$)).

Ciocniri atom-moleculă. Ciocnirile atom-moleculă se manifestă în cazul *laserelor moleculare* și pot avea loc cu:

- *excitarea unei stări vibraționale*



- *excitare prin disociere* (transfer disociativ de excitare)-gaze poliatomice (O_2, CO_2, CO , etc.)



(rezultă molecule de HF^* excitate pe nivele vibraționale).

Ciocniri moleculă-moleculă. Pomparea moleculelor de CO_2 cu ajutorul moleculelor de N_2 ($\Delta E = -18 \text{ cm}^{-1}$) reprezintă un exemplu tipic de ciocnire moleculă-moleculă.

7.3.3. Excitarea prin pompaj optic

A fost propusă de A. Schawlow și G. H. Townes și se realizează cu ajutorul unor surse de radiații de bandă largă sau monocromatice. Când procesele de excitare optică rezonantă depășesc pe cele de dezexcitare se poate crea în mediul studiat inversia de populație caracteristică dispozitivelor de tip laser. De exemplu, laserul cu rubin este *pompat optic* cu un flash cu xenon, laserul cu iod este pompat tot cu flash cu Xe, iar laserul cu cesiu este pompat cu o sursă conținând He. Scheme pentru realizarea inversiei de populație prin pompaj optic:

- *scheme cu trei nivele*, normală și inversată (fig. 7. 4 a), b));

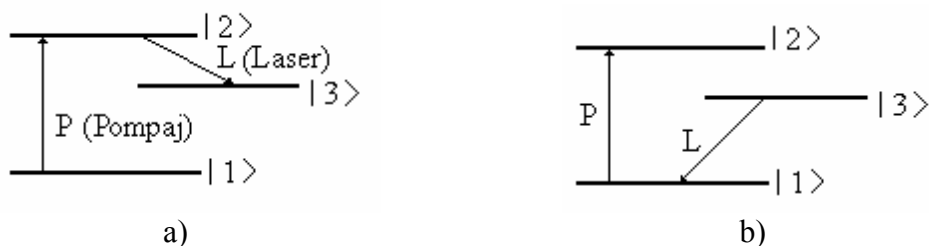


Fig. 7.4. a), b). Scheme cu trei nivele pentru realizarea inversiei de populație prin pompaj optic.

- scheme de pompaj optic cu patru nivele (fig. 7.5. a-d)).

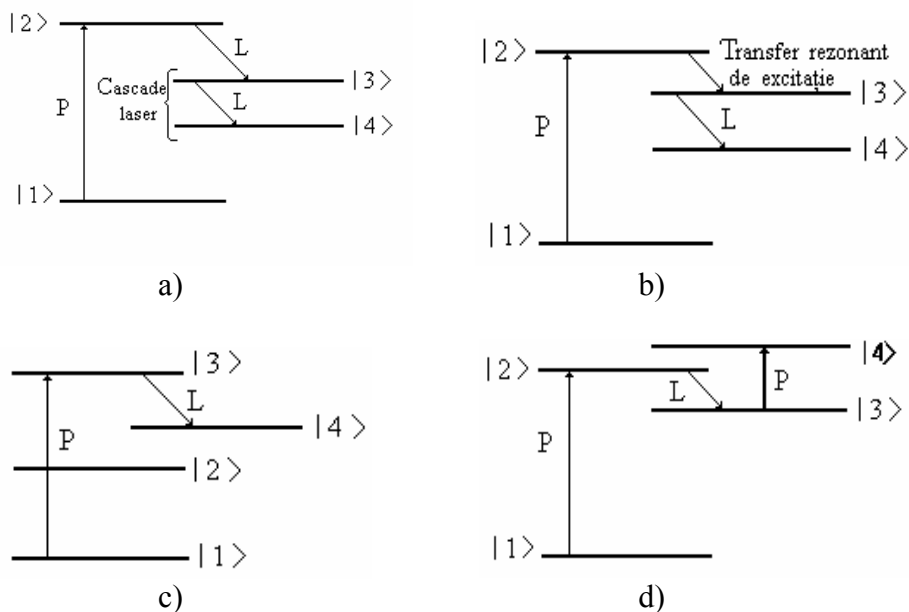


Fig. 7.5. a)-d). Scheme cu patru nivele pentru realizarea inversiei de populație prin pompaj optic.

În figura 7.5 d) este prezentată o schemă de tip *push-pull* în care pompajul optic normal are loc prin popularea nivelului laser superior $|2\rangle$, iar pompajul optic inversat pe nivelul $|4\rangle$ se obține prin depopularea nivelului laser inferior $|3\rangle$.

7.7. Excitarea prin procese gaz-dinamice

Acest tip de excitare este utilizat pentru crearea inversiei de populație pe cale termică numindu-se și *pompaj termic*. A fost propusă de N. G. Basov și P. Oraevski în 1963 (fig. 7.6).

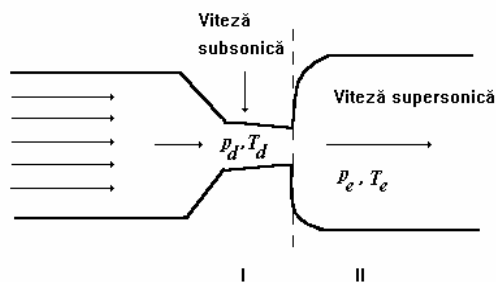


Fig. 7. 6. Schema excitării prin procese gaz-dinamice.

Amestecul de gaz care constituie mediul laser curge printr-o conductă ce prezintă pe traseul său o duză prin care se produce o expansiune puternică a gazului. În interiorul conductei gazul este încălzit astfel că în regiunea duzei temperatura și presiunea ating valori ridicate ($T_d = 1000 \text{ K} \div 1500 \text{ K}$, $p_d = 10 \text{ atm} \div 20 \text{ atm}$). La ieșirea din duză parametrii gazului care suferă destinderea se modifică substanțial, obținându-se valori scăzute ale presiunii și temperaturii, viteza gazului crescând foarte mult ($T_e = 300 \text{ K} \div 400 \text{ K}$, $p_e = 0,1 \text{ atm}$, $v_e = 2 \text{ M} \div 6 \text{ M}$). În regiunea I, 0,1 ÷ 0,2 din energie este constituită din energia de vibrație a moleculelor, iar restul din energia de translație și rotație a acestora. După destindere, în regiunea II, energiile de translație și rotație se transformă în energie cinetică, pe când energia de vibrație rămâne practic neschimbată, deoarece timpii de relaxare vibrațională sunt mult mai mari decât cei de relaxare rotațională. Pentru laserul cu CO_2 și N_2 de exemplu, tranzițiile laser au loc între nivelul combinat $\text{CO}_2(00^01)$ și $\text{N}_2(v=1)$ care constituie nivelul laser superior (energia fiind acumulată în starea metastabilă a N_2) și nivelul laser inferior constituit de nivelele $\text{CO}_2(10^00)$ și $\text{CO}_2(02^00)$ (fig. 7. 7).

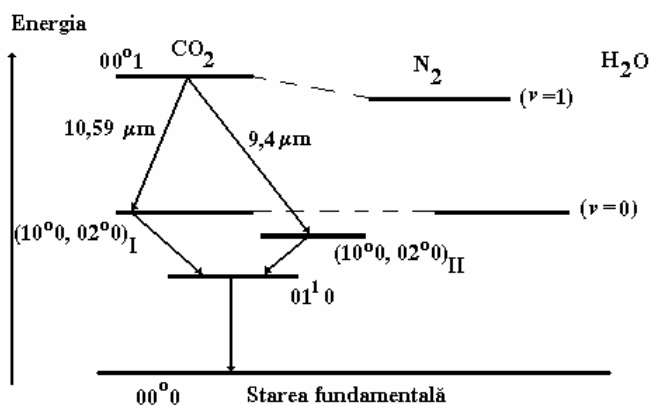


Fig. 7. 7. Schema nivelelor vibraționale (inferioare) ale moleculei de CO_2 .

Populația nivelului I este cea corespunzătoare temperaturii ridicate din regiunea I datorită metastabililor de N_2 . Se păstrează la valoare ridicată cam până la 1 m de duză. Populația nivelului II este cea corespunzătoare temperaturii scăzute din regiunea II (se anulează la câțiva cm de duză). Apare astfel inversia de populație între nivelele I și II care se menține cam până la 1 m de duză. Ca urmare energia termică este convertită direct în

energie laser (pompaž termic). Temperaturile ridicate din regiunea duzei se pot obține prin încălzirea cu arc sau arderea diferitelor gaze.

7.3.4. Excitarea prin efect Penning

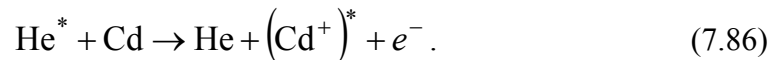
Se întâlnește la laserele ionice unde excitarea se face prin ciocniri de tip Penning:



cu condiția:

$$(\text{Energia de excitare})_A > (\text{Energia de ionizare})_B. \quad (7.85)$$

Scheme tipică de ionizare prin efect Penning în cazul laserului cu He-Cd este:



Secțiunea eficace de excitare prin efect Penning este de $\cong 10^{-15} \text{ cm}^2$.

7.3.5. Mecanisme de realizare a inversiei de populație în semiconductori

Într-un cristal semiconductor, nivelele energetice posibile ale electronilor în cristal sunt distribuite în *banda de valență* (BV) și în *banda de conducție* (BC), benzi energetice separate printr-o *bandă interzisă* de până la $\sim 3 \text{ eV}$ (fig. 7. 8). Pentru creșterea artificială a conductivității electrice la temperatura camerei, semiconductorul poate fi dopat cu impurități donoare de electroni, iar cristalul semiconductor, (*n*) are electronii ca purtători de sarcină majoritari, sau cu impurități acceptoare de electroni, iar semiconductorul (*p*) are golurile (absențele electronilor) ca purtători majoritari. Considerăm cazul unui dopaj peste o anumită limită a concentrației de impurități, atât donoare cât și acceptoare, astfel încât, atât în BC cât și în BV, electronii nu pot avea energii decât până la anumite valori, denumite *cvasinivele Fermi*: W_{Fc} în banda de conducție și, respectiv, W_{Fv} în banda de valență. Acesta este cazul unui așa-numit *semiconductor extrinsec degenerat*.

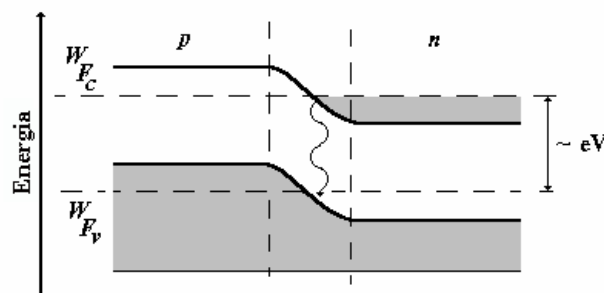


Fig. 7. 8. Benzile energetice pentru joncțiunea *p-n* polarizată direct.

Excitarea prin injecție. Probabilitățile de ocupare a nivelelor energetice W ale electronilor în banda de conducție și banda de valență sunt caracterizate prin funcțiile de distribuție Fermi-Dirac, particularizate pentru fiecare bandă energetică în parte:

$$f_c = \frac{1}{\exp\left(\frac{W - W_{Fc}}{kT}\right) + 1}, \quad (7.87)$$

în banda de conducție și

$$f_v = \frac{1}{\exp\left(\frac{W - W_{Fv}}{kT}\right) + 1}, \quad (7.88)$$

în banda de valență, unde T este temperatura termodinamică a cristalului semiconductor, iar k este constanta Boltzmann.

Utilizarea joncțiunilor $p-n$ pentru crearea inversiei de populație în urma *excitării prin injecție* constituie metoda cea mai răspândită pentru fabricarea diodelor laser. Dacă joncțiunea este polarizată direct, electronii sunt injectați în zona de tip p a dispozitivului, iar golurile în zona de tip n , creându-se un exces de purtători peste valoarea de echilibru, care determină inversia de populație necesară emisie stimulate.

Absorbția de radiație electromagnetică (fig. 7. 9) într-un astfel de semiconductor are loc la tranziția unui electron de la un nivel energetic W_1 din banda de valență la un nivel W_2 din banda de conducție, sub influența radiației; probabilitatea unei astfel de tranziții este, în virtutea principiului de excluziune Pauli, proporțională cu produsul $f_v(W_1)[1 - f_v(W_2)]$ dintre probabilitatea de a avea un electron pe nivelul inițial W_1 și probabilitatea de a avea o lipsă de electron pe nivelul final W_2 . În mod analog, emisia stimulată de radiație electromagnetică (fig. 7. 6) poate avea loc, pentru respectarea legii conservării energiei, la o tranziție inversă a electronului între aceleași două nivele, sau, altfel spus, la recombinarea electronului cu golul, cu probabilitatea $f_c(W_1)[1 - f_v(W_2)]$. În cazul modelului prezentat mai sus împrăștierea purtătorilor în interiorul benzilor implicate au loc mai rapid în comparație cu procesele de recombinare bandă-bandă, stările din interiorul benzilor putând fi considerate la echilibru.

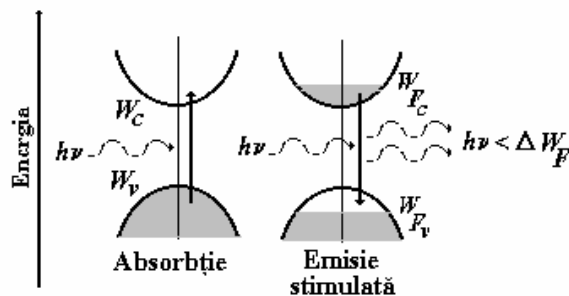


Fig. 7. 9. Procesele de absorbție și emisie stimulată în cazul unui semiconductor cu bandă interzisă directă.

Condiția de obținere a regimului de emisie stimulată într-un semiconductor degenerat, la interacția cu radiația electromagnetică, este ca probabilitatea de producere a unei emisii la tranziția între nivelele energetice din banda de conducție și, respectiv banda de valență, să fie mai mare decât probabilitatea de absorbție între aceleași două nivele:

$$f_c [1 - f_v] \geq f_v [1 - f_c], \quad (7.89)$$

adică:

$$f_c \geq f_v \quad (7.90)$$

ceea ce înseamnă realizarea unei inversii de populație între electronii din banda de conducție și golurile din banda de valență.

Conform relațiilor (7.86), (7.87) și (7.90), inversia de populație între nivelele considerate ale materialului semiconductor se realizează în cazul când:

$$\exp\left(\frac{W_2 - W_{Fc}}{kT}\right) \leq \exp\left(\frac{W_1 - W_{Fv}}{kT}\right). \quad (7.91)$$

Întrucât $h\nu = W_2 - W_1$ este expresia cuantei de energie electromagnetică emisă prin această tranziție (unde este frecvența radiației), atunci condiția (7.29) se poate scrie sub forma:

$$\Delta W = W_{Fc} - W_{Fv} \geq h\nu. \quad (7.92)$$

Realizarea practică a inversiei de populație în semiconductori. O configurație practică pentru obținerea inversiei de populație într-un mediu activ semiconductor este aceea a unei diode cu joncțiune $p-n$ în care regiunile p și n sunt obținute prin doparea până la degenerare a aceluiași cristal semiconductor. Cvasinivelul Fermi al materialului de tip p se află în bande de valență, iar acela al materialului de tip n în banda de conducție. În absența unei diferențe de potențial electric la bornele diodei, cele două cvasi-nivele Fermi coincid (condiția de echilibru termodinamic). La aplicarea unei diferențe de potențial V , acestea se separă printr-un interval energetic eV (unde e este sarcina electrică elementară). În zona de sarcină spațială a joncțiunii se produce o inversie de populație între electroni și goluri. Acest fenomen face posibilă amplificarea radiației prin emisie stimulată, la recobinarea radiativă dintre un electron și un gol.

Indicele de refracție al majorității materialelor semiconductoare, pentru lungimile de undă ale emisiei acestora, este suficient de mare astfel încât, la interfața semiconductor/aer, coeficientul de reflexie pentru radiația emisă să aibă valori ridicate pentru a determina formarea unei cavități Fabry-Pérot pe fețele cristalului perpendiculare pe direcția emisiei. În multe tipuri de *diode laser* de mică putere, nu este necesară nici șlefuirea sau depunerea de straturi reflectoare pe capetele mediului activ, întrucât clivajul cristalului după planuri atomice determină fețe cu suprafețe foarte netede.

7.4. Tipuri de lasere

7.4.1. Laserul cu He-Ne

Primul laser cu funcționare în regim de undă continuă, laserul cu He-Ne, a fost realizat în anul 1961 de către A. Javan și colaboratorii, acesta fiind totodată și primul laser cu gaz din lume. În anul 1962, a fost construit primul laser cu He-Ne și în țara noastră, România numărându-se printre primele țări din lume care dețineau astfel de dispozitive.

Cele mai importante linii spectrale pe care funcționează laserul cu He-Ne sunt cele ale neonului având $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$, $1,15 \mu\text{m}$ și $3,39 \mu\text{m}$, numărul tranzițiilor laser cunoscute ale neonului fiind mult mai mare. Schema simplificată a nivelelor energetice implicate în aceste tranziții este prezentată în fig. 7. 10.

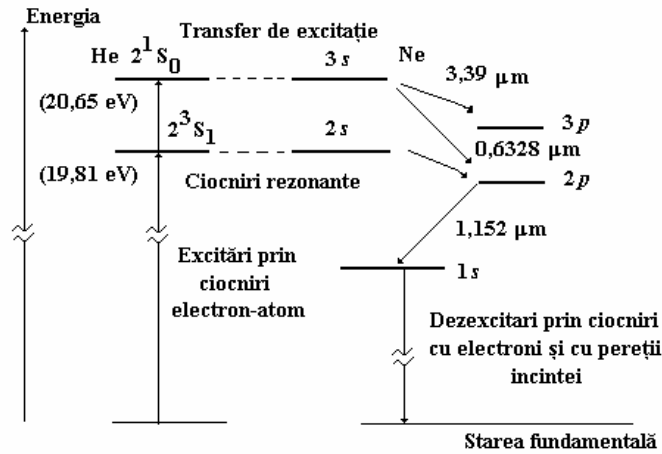


Fig. 7. 10. Diagrama nivelelor energetice ale unui laserului cu He-Ne.

Întrucât între nivelele energetice 2^3S_1 și 2^3S_0 ale heliului și respectiv nivelele $2s$ și $3s$ ale neonului există o bună coincidență este posibilă efectuarea unui transfer rezonant de excitație (în urma unor ciocniri atom-atom, de speța a doua) între nivelele corespunzătoare ale heliului (metastabile), care sunt excitate direct prin ciocniri electron-atom (de speța întâi) din starea fundamentală și nivelele specificate mai sus ale neonului, determinând inversii de populație între stările $2s - 2p$, $3s - 2p$ și $3s - 3p$ ale neonului și emisii laser prin tranziții stimulate din aceste stări. De exemplu, starea metastabilă a heliului 2^3S_1 , are un timp de viață $\tau = 100 \div 200 \mu s$, în timp ce pentru nivelul laser superior $2s$, timpul de viață este $\tau = 100 ns$, iar pentru nivelul laser inferior, $\tau \approx 10 \div 20 ns$. Pe lângă transferul rezonant de excitație care constituie mecanismul principal în realizarea inversiei de populație, excitarea nivelelor laser superioare ale neonului se poate face și direct prin ciocniri electronice. Linia laser corespunzătoare lungimii de undă $\lambda = 1,152 \mu m$ este cea mai puternică din cele 30 de tranziții $2s - 2p$ permise în neon în domeniul $0,88 \mp 1,71 \mu m$. În cazul tranzițiilor între nivelele $3s - 2p$, pot apare 9 linii diferite situate între $0,5433 \mu m$ și $0,7305 \mu m$, în timp ce pentru tranzițiile între nivelele $3s - 3p$ sunt cunoscute 12 linii situate între $2,78 \mu m$ și $3,98 \mu m$. Din punct de vedere constructiv, laserul cu He-Ne este realizat sub forma unui tub din sticlă pyrex umplut cu un amestec de heliu și neon aflate în raportul He:Ne=(7÷10):1, la o presiune totală de câțiva torri. Tubul laser are încorporați doi electrozi, un anod din nichel și un catod din aluminiu, trecerile prin sticlă fiind făcute cu ajutorul unor bare de wolfram. Un astfel de tub de descărcare are lungimea cuprinsă între 0,1 m și 2 m și diametrul cuprins între 0,8 cm ÷ 1,4 cm, extremitățile fiind prevăzute cu ferestre din cuarț optic, lipite la unghi Brewster (fig. 7. 11).

Pompajul unui astfel de laser se face cu ajutorul unei descărcări în curent continuu care produce electroni și ioni liberi în gaz, tensiunea de alimentare fiind de ordinul a 2÷3 kV, iar curentul descărcării fiind de ordinul a 5÷10 mA. Electronii liberi ciocnesc atomii de heliu pe care-i excită pe nivelele metastabile, 2^3S_1 și 2^3S_0 , popularea nivelelor $3s$ și $2s$ ale Ne făcându-se preponderent după cum s-a arătat mai sus prin transfer rezonant de excitație. De asemenea, excitarea laserelor cu He-Ne se poate face și în radiofrecvență.

Rezonatorul optic pentru laserul cu He-Ne este realizat cu ajutorul a două oglinzi, situate axial la capetele tubului laser, reflectivitatea ridicată a acestor oglinzi (99 %) asigurând un câștig ridicat al cavității optice al cărei cuplaj cu exteriorul se face prin una sau ambele oblinzi sub forma fasciculului transmis. Pentru ca laserul să oscileze pe una

dintre liniile prezentate mai sus, se utilizează cavități rezonante selective pentru diferite domenii spectrale.

Laserele cu He-Ne emit puteri cuprinse între 0,5÷50 mW, limitarea acestor puteri datorându-se diferitelor procese care determină saturarea inversiei de populație și deci a puterii emise stimulat cu creșterea curentului de descărcare. Cele mai importante procese care determină lărgirea liniei laser sunt: lărgirea naturală ($\cong 20$ Mz), lărgirea Doppler ($\cong 2$ GHz) și lărgirea colizională (0,7 MHz la 0,5 torr).

Parametrii tipici care caracterizează laserul cu He-Ne sunt următorii:
 $\omega \cong 3 \cdot 10^{15}$ rad/s, $\Delta\omega_c \cong 5 \cdot 10^9$ rad/s, $\tau_c \cong 10^{-7}$ s.

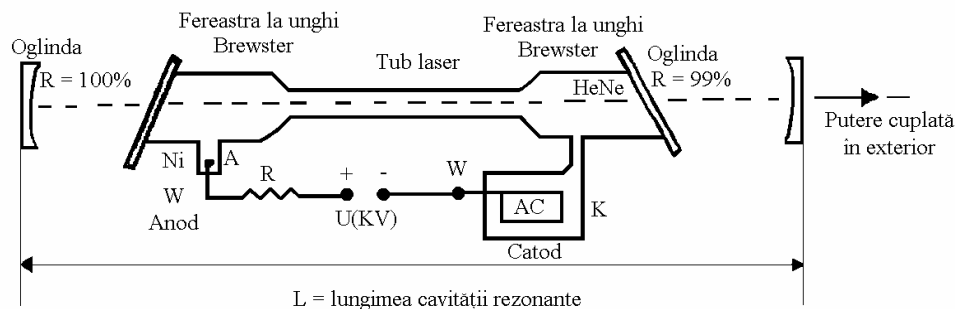


Fig. 7. 11. Laserul cu He-Ne.

7.4.2. Laserul cu sticlă dopată cu Nd

Diagrama nivelelor energetice ale unui laser de tip Nd:sticlă este prezentată în fig. 7. 12. Tranziția laser cea mai importantă având $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ se produce între subnivelele inferioare ale nivelelor $^4F_{3/2}$ și $^4I_{11/2}$ (lungimea de undă de aproximativ $1,06 \mu\text{m}$ este funcție de compoziția sticlei). Întrucât la temperatura camerei populația nivelului $^4I_{11/2}$ este neglijabilă, inversia de populație se realizează ușor, sistemul laser fiind tipic cu patru nivele. Ioni de Nd^{3+} excitați ca urmare a absorbției în banda $0,5 \div 0,8 \mu\text{m}$ se relaxează cu o eficiență cuantică ridicată pe nivelul cu viață lungă $^4F_{3/2}$ obținându-se astfel inversia de populație în raport cu nivelul $^4I_{11/2}$.

Utilizarea sticlelor ca gazde pentru realizarea mediilor laser active prezintă numeroase avantaje: posibilitatea dopării uniforme cu concentrații variabile, dimensiuni mari, preț redus, rezistență mecanică etc.

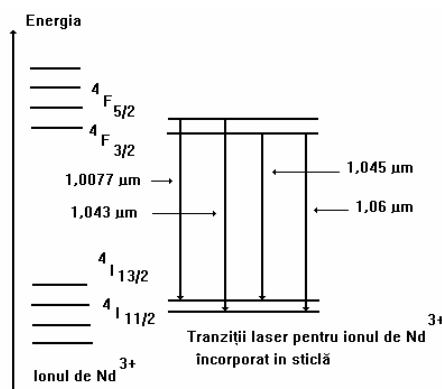


Fig. 7. 12. Diagrama nivelelor energetice ale ionului Nd^{3+} .

Un dezavantaj al sticlelor îl constituie conductivitatea termică scăzută, ceea ce limitează rata de repetiție a impulsurilor și diametrele maxime ale barelor active de Nd:sticlă. Dintre sticlele utilizate (SiBaRb, Ba(PO₃)₂, LaBBa, SiPbK, LaAlSi) silicații sunt cei mai indicați spre a fi utilizați ca gazde pentru ionii de Nd³⁺. Din punct de vedere constructiv, laserul Nd:sticlă ca și alte lasere cu solid este pompat optic. Astfel, se utilizează diferite sisteme de concentrare a excitației optice furnizată de un tub flash (fig. 7. 13). De exemplu, o cavitate sub forma unui cilindru eliptic are în focare bara de sticlă dopată cu Nd³⁺ (B), respectiv tubul flash (F). În prezent se realizează bare de Nd:sticlă având lungimi aproximativ 2 m și diametre de câțiva cm. S-au obținut pulsuri laser având energii de ordinul zecilor de mii de J cu durate de ordinul 10 μs.

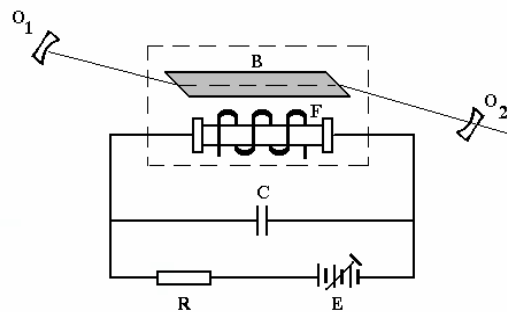


Fig. 7. 13. Schema de principiu a unui laser de tip Nd:sticlă.

7.4.3. Diodele laser

Radiația laser poate fi produsă și în urma recombinației electronilor și golurilor într-o joncțiune semiconductoră *p-n* (*diodă laser*) dacă câștigul depășește pierderile. Diodele laser constituie unicul sistem laser în care emisia stimulată a radiației electromagnetice poate fi modulată în amplitudine direct, prin modularea energiei de pompaj. Astfel, prin modularea temporală a densității de curent electric de injecție, se realizează modularea temporală simultană a intensității radiante a undei laser, ceea ce permite transmiterea informației pe cale optică, cu ajutorul unui fascicul laser modulată pe baza unui procedeu care nu este foarte complicat.

Cele mai importante caracteristici ale diodelor laser sunt determinate de dimensiunile foarte mici (câțiva microni) ale acestor dispozitive precum și de posibilitatea modulării radiației prin varierea curentului. Pentru a descrie funcționarea unei *diode laser homojoncțiune* se consideră joncțiunea *p-n* având grosimea zonei active *d* prezentată în fig. 7. 14. În zona activă de lățime *d* (de aproximativ 1 μm) se produce un număr suficient de mare de electroni și respectiv goluri pentru ca dispozitivul să aibă un câștig pozitiv. Dimensiunea zonei active este mai mică decât cea corespunzătoare modului câmpului ($D > d$).

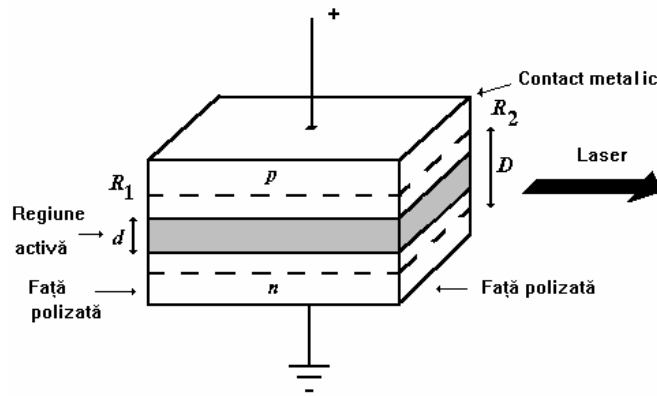


Fig. 7. 14. Dioda laser homojonctiune.

În cazul unei diode laser câștigul la prag se poate exprima funcție de curentul prin diodă. Valoarea de prag a curentului electric pentru inversia de populație într-o diodă laser rezultă dintr-un sistem de două ecuații cuplate, respectiv, aspectelor fizice: condiția de prag la un parcurs complet al radiației în cavitate și, respectiv, relația dintre amplificarea optică și densitatea curentului electric de pompaj. În general la construcția diodelor laser nu se folosesc oglinzi pentru a obține efectul de reacție pozitivă întrucât indicele de refracție al materialului este suficient de mare pentru a determina fenomenul de reflexie totală la interfața semiconductor-aer. Polizând două fețe opuse ale diodei și lăsându-le pe celelalte două rugoase (astfel încât reflectivitățile acestora să fie mici) oscilația laser este favorizată de-a lungul axei care unește fețele polizate (fig. 7. 14).

O parte din puterea radiantă a unei electromagnetice rezultate din emisia stimulată se disipă în cristalul semiconductor, iar restul constituie puterea radiantă laser efectiv emisă de dioda laser în exterior, prin fețele cristaline de reflectanțe R_1 și respectiv, R_2 , ce constituie rezonatorul laser. Primul laser cu semiconductori a fost realizat în anul 1962 într-o jonctiune $p-n$ cu GaAs. Nivelele energetice implicate în tranzițiile laser fac parte din benzi energetice (nu mai sunt discrete), inversia de populație făcându-se prin *injecție*. Densitățile curentului de prag pentru diferite tipuri de diode laser variază între $0,1 \div 10 \text{ kA/cm}^2$ pentru funcționarea în regim continuu și de 250 kA/cm^2 pentru funcționarea în impulsuri. Lungimea de undă a radiației emisă de diodele laser este situată în domeniul infraroșu al spectrului. De exemplu, în cazul diodei de tip InP radiația laser obținută are $\lambda = 0,907 \text{ }\mu\text{m}$, iar pentru GaSb, $\lambda = 1,550 \text{ }\mu\text{m}$.

O îmbunătățire a performanțelor diodelor laser s-a realizat prin fabricarea de medii active din material semiconductor cu *dublă heterostructură* (de exemplu, de tip GaAlInP/GaInP). *Heterostructura* reprezintă o jonctiune între două cristale semiconductoare cu compoziție chimică diferită și cu dopaje de tip diferit. Dubla heterostructură este o structură formată din trei straturi de material semiconductor, cele de la extremități având formulă chimică și conductivitate electrică (dopaj) diferite față de cel din mijloc, care conține regiunea cu jonctiunea activă. De asemenea, indicele de refracție al materialului central este mai mare decât al straturilor laterale, ceea ce mijlocește ghidarea radiației rezultate din emisia stimulată, prin zona activă a diodei.

7.4.4. Proprietățile radiației laser

Radiațiile emise de lasere au mai multe proprietăți care le deosebesc de cele emise de sursele clasice de lumină, ca de exemplu: strălucirea, monocromaticitatea,

direcționalitatea, coerența, intensitatea, posibilitatea de obținere a pulsurilor ultracurte, statistica fotonilor. Laserele au diverse aplicații, atât în domeniul fundamental al științei (fizică, chimie, biologie) cât și în domeniul aplicativ: telecomunicații, producerea plasmei termonucleare, fotografiere ultrapidă, separarea izotopilor, uzinaj fonic, măsurători tehnologice nedistructive, telemetrie, meteorologie, metrologie, medicină etc. În ultimul timp cercetările privind dispozitivele optoelectronice integrate în domeniul infraroșu al spectrului ($1 \mu\text{m} \div \mu\text{m}$) prezintă mare importanță mai ales datorită aplicațiilor acestora în telecomunicații, în procesarea semnalelor optice, în fabricarea senzorilor optici ș. a.

Strălucirea. Ținând seama de legile radiației corpului negru, intensitatea I_ν emisă în intervalul spectral $\delta\nu$ în jurul frecvenței ν este dată de relația:

$$I_\nu = \int_{\delta\nu} I(\nu) d\nu = I(\nu) \delta\nu = \frac{c w_\nu(\nu, T)}{4} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{\delta\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \quad (7.93)$$

unde $w_\nu(\nu, T)$ este densitatea spectrală de energie. Intensitatea totală emisă de corpul negru se obține prin integrarea relației (7.93) pentru toate frecvențele, (legea Stefan-Boltzmann)

$$I_{\text{total}} = \int_0^\infty \frac{c w_\nu(\nu, T)}{4} d\nu = \sigma T^4, \quad (7.94)$$

unde este constanta Stefan-Boltzmann. Ținând seama că strălucirea (radianța) sursei, B este definită ca puterea emisă pe unitatea de arie și pe unitatea de unghi solid, iar în cazul fasciculului gaussian unghiul solid, Ω este dat de relația (fig. 7. 15)

$$\Omega = \pi \theta^2 = \frac{\lambda^2}{\pi w_0^2}, \quad (7.95)$$

unde θ este unghiul de divergență, rezultă în final:

$$B = \frac{I_{\text{max}}}{\Omega} = \frac{2P}{\lambda^2}. \quad (7.96)$$

Strălucirea unei surse nu este modificată de sistemele optice pasive (lentile, plăci etc.). *Domeniul optic al spectrului radiațiilor electromagnetice* cuprinde toate radiațiile care pot fi manipulate cu mijloace optice: lentile, oglinzi, prisme, rețele de difracție, lame

etc. și se întinde între aproximativ 100 \AA (razele X moi) și 1 mm (radar), fiind împărțit în:

UV vid, exclusiv pentru gaze și vapori ($100 \text{ \AA} \div 1150 \text{ \AA}$), UV și pentru materia condensată ($1150 \text{ \AA} \div 1850 \text{ \AA}$), UV ($1850 \text{ \AA} \div 4000 \text{ \AA}$), vizibil ($4000 \text{ \AA} \div 7500 \text{ \AA}$), IR apropiat ($0,7 \mu\text{m} \div 3 \mu\text{m}$), IR ($3 \mu\text{m} \div 50 \mu\text{m}$), IR îndepărtat ($50 \mu\text{m} \div 1000 \mu\text{m}$).

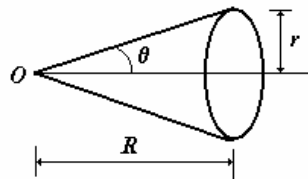


Fig. 7. 15. Reprezentarea grafică a unghiului de divergență.

Considerând Soarele ca un corp negru la temperatura $T = 10^3$ K care emite în domeniul lungimilor de undă $10^3 \text{ \AA} \div 1 \text{ cm}$ intensitatea totală a radiației este (relația (7.94)) $I_{\text{total}} \approx 6,4 \cdot 10^7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, iar strălucirea la suprafață $B \approx 1,3 \cdot 10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$. În cazul unui laser cu He-Ne având puterea $P = 1 \text{ mW}$ și o dimensiune a spotului fasciculului gaussian $w_0 = 1 \text{ mm}$, care funcționează la lungimea de undă $\lambda = 6328 \text{ \AA}$, intensitatea maximă este (relația (7.94)) $I_{\text{max}} \approx 6,4 \cdot 10^2 \text{ Wm}^{-2}$, iar strălucirea $B \approx 5 \cdot 10^9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$. Valori mult mai mari ale strălucirii se obțin în cazul laserelor cu rubin care funcționează în regim *Q-switched*, $B \approx 10^{16} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$, respectiv cel cu sticlă dopată cu Nd care emite la lungimea de undă $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ și are puterea de $3 \cdot 10^{14} \text{ W}$, $B \approx 5,34 \cdot 10^{26} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$.

O lampă cu mercur la presiune superînală are în domeniul vizibil al spectrului o luminanță de $1,4 \cdot 10^9 \text{ cd} \cdot \text{m}^{-2}$, iar strălucirea $B \approx 2,5 \cdot 10^6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$.

Directionalitatea. O altă caracteristică a fasciculului laser este direcționalitatea care este determinată de unghiul de divergență (fig. 7. 2). Se poate arăta că divergența mică a fasciculului laser permite obținerea unor intensități foarte mari în urma focalizării. Un laser cu He-Ne având puterea $P = 1 \text{ mW}$ și o dimensiune a spotului fasciculului gaussian $w_0 = 1 \text{ mm}$, care funcționează la lungimea de undă $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ are unghiul de divergență este $\theta = 2 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$, iar unghiul solid (relația (7.95)) $\Omega = 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ sr}$. În cazul laserelor cu rubin și cel cu sticlă dopată cu Nd care emite la lungimea de undă $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ se obțin valorile: $\theta = (1 \div 10) \cdot 10^{-3} \text{ rad}$, iar unghiul solid $\Omega = (3 \div 300) \cdot 10^{-6} \text{ sr}$, respectiv $\theta = (0,5 \div 10) \cdot 10^{-3} \text{ rad}$ și $\Omega = (1 \div 300) \cdot 10^{-6} \text{ sr}$.

Coerența. Coerența reprezintă proprietatea undelor de a avea aceeași lungime de undă și o diferență de fază constantă în timp. În cazul suprapunerii undelor coerente ia naștere fenomenul de interferență staționară.

Coerența spațială. Coerența spațială este determinată de proprietățile transversale ale undelor electromagnetice. Din punct de vedere al proprietăților spațiale radiațiile emise de sursele clasice sunt net inferioare celor laser. Astfel, din punct de vedere al *concentrației energiei* pe o suprafață ($1 \mu\text{m}^2$) limitată de difracție în cazul surselor clasice aceasta poate avea loc pe un cerc cu diametrul de ordinul lungimii de undă λ dar conține foarte puțină energie, iar în cazul laserelor pentru aceeași operație toată energia este concentrată pe suprafața cercului. În cazul surselor clasice *concentrației unghiulară* a radiației ($1 \mu\text{rad}$) este limitată de defectele lentilelor, iar energia este foarte puțină în unda cvasiplană obținută. Aceeași operație în cazul radiației laser este limitată de diametrul componentelor optice utilizate și toată energia este concentrată în unda cvasiplană obținută.

Coerența temporală. Dacă radiația emisă la un moment dat de un punct al sursei poate interfera cu radiația emisă la un moment ulterior de același punct al sursei, cele două

radiații sunt coerente temporal, mărimea intervalului de timp caracterizând *coerența temporală* a sursei. Este convenabil să se definească

$$\tau_{\text{coerență}} = \frac{1}{2\pi\delta\nu} = \frac{1}{2\pi\nu} \left(\frac{\nu}{\delta\nu} \right). \quad (7.97)$$

ca *timp de coerență al radiației monocromatice*, ($\delta\nu$ fiind lărgimea de bandă spectrală) distanța $c \cdot \tau_{\text{coerență}} = l_{\text{coerență}}$ reprezentând *lungimea de coerență*.

Monocromaticitatea. Gradul de monocromaticitate fiind definit ca $\frac{\nu}{\Delta\nu}$ și se poate stabili o legătură între coerență și monocromaticitate. Astfel, o sursă de lumină clasică, (lampă, bec etc.) de bună calitate are lărgimea de bandă $\delta\nu = 10^8$ Hz, timpul de coerență $\tau_{\text{coerență}} \approx 1,6$ ns (relația (7.54)) și lungimea de coerență $l_{\text{coerență}} \approx 0,48$ m. Un laser care funcționează pe un singur mod de oscilație transversal este caracterizat de o coerență spațială perfectă, iar coerența temporală este determinată de lărgimea de bandă a radiației emise. Utilizând diferite tehnici de stabilizare s-au obținut în cazul laserelor lărgimi de bandă $\delta\nu \approx 3 \cdot 10^2$ Hz și lungimi de coerență $l_{\text{coerență}} \approx 10^9$ m.

Din punct de vedere al coerenței temporale în tabelul 7. 1 sunt prezentate câteva caracteristici (lungimea de undă, lărgimea benzii și lungimea de coerență) corespunzătoare radiațiilor unor surse clasice și respectiv laser.

Tabel 7. 1.

Nr. crt.	Sursa de radiații	$\lambda(\text{nm})$	$\Delta\lambda(\text{nm})$	$l_{\text{coerență}}$
1.	Lampă cu filament de tungsten	500	400	0,6 μm
2.	Lampă spectrală cu vapori de sodiu	500	0,1	2,5 mm
3.	Laser cu argon ionizat	488	$6 \cdot 10^{-3}$	4 cm
4.	Laser cu He-Ne	632,8	$4 \cdot 10^{-5}$	10 m

Există o legătură și între gradul de coerență temporală și *gradul de polarizare* al unei unde electromagnetice. Astfel, ținând seama că gradul de polarizare al unei unde este dat de relația:

$$P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} = \frac{I_{\text{polarizată}}}{I_{\text{totală}}}, \quad (7.98)$$

rezultă

$$I_{\text{max}} = \frac{1}{2} \langle I \rangle (1 + P) \text{ și } I_{\text{min}} = \frac{1}{2} \langle I \rangle (1 - P). \quad (7.99)$$

În cazul luminii polarizate rectiliniu, $P = 1$, în cazul celei polarizate circular și nepolarizate $P = 0$, iar în cazul celei polarizate eliptic $P \in (0, 1)$. Pentru intensități egale ale celor două unde, se obține:

$$P = |\gamma_{12}(\tau)|. \quad (7.100)$$

Pe baza celor prezentate mai sus se observă că cu cât unda este mai monocromatică caracteristicile de polarizare (gradul de polarizare) sunt mai ridicate. În general în domeniul aplicațiilor laserelor prin coerență se înțelege numai coerența de ordinul întâi, un fascicul laser fiind numit coerent dacă acesta produce franje de interferență într-un interferometru Michelson cu o diferență oarecare de drum între brațe și respectiv într-un interferometru de tip Young (sau echivalent) cu o diferență oarecare între orificii.

Statisticile de fotoni. Radiația emisă de o sursă cvasimonocromatică având lărgimea de bandă $\delta\nu$ este coerentă spațial într-un domeniu numit *volum de coerență*:

$$V_{\text{coerență}} = S_{\text{coerență}} \left(c \cdot \tau_{\text{coerență}} \right) \approx \approx d_{\text{coerență}}^2 \left(c \cdot \tau_{\text{coerență}} \right) \approx \frac{c\lambda^2 R^2}{S \cdot \delta\nu} \quad (7.101)$$

unde $d_{\text{coerență}} = \frac{\lambda R}{2\pi\rho}$ este *diametrul de coerență*, $S \approx \rho^2$ reprezintă *aria sursei*, iar

$\tau_{\text{coerență}}$ este *timpul de coerență* al radiației monocromatice. Numărul de fotoni care traversează aria de coerență în timpul de coerență este caracterizat de *factorul de degenerare fonic* sau *parametru de degenerare*, definit de relația:

$$\delta_\nu = F_\nu \cdot S_{\text{coerență}} \cdot \tau_{\text{coerență}}, \quad (7.102)$$

unde F_ν este fluxul de fotoni, (numărul de fotoni care traversează unitatea de arie în unitatea de timp). Ținând seama de expresia densității spectrale de energie în cazul corpului negru (relația (7.10)) numărul de fotoni pe unitatea de volum în intervalul spectral $\delta\nu$ este $\frac{w_\nu(\nu, T) \cdot \delta\nu}{h\nu}$, iar fluxul de fotoni la distanța R de sursă devine:

$$F_\nu \approx c \frac{w_\nu(\nu, T) \cdot \delta\nu}{h\nu} \frac{S}{4\pi R^2}, \quad (7.103)$$

iar

$$\delta_\nu \approx c^3 \frac{w_\nu(\nu, T)}{\pi h\nu^3} = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (7.104)$$

Factorul de degenerare fonic reprezintă numărul mediu de fotoni emiși de corpul negru într-un mod de frecvență ν care nu pot fi deosebiți prin etichetările de spațial sau temporal și are valori cuprinse în intervalul $10^{-3} \div 10^{-2}$. În cazul unui laser monomodal care este coerent pe întreaga suprafață a fasciculului, S , iar coerența temporală este limitată de banda de frecvență $\delta\nu$ factorul de degenerare fonic poate fi exprimat funcție de puterea laserului, P succesiv sub forma:

$$\delta_\nu = F_\nu \cdot S_{\text{coerență}} \cdot \tau_{\text{coerență}} = \frac{I}{h\nu} \frac{S}{\delta\nu} = \frac{P}{hc} \frac{\lambda}{\delta\nu}, \quad (7.105)$$

unde I este intensitatea fasciculului, iar $P = I \cdot S$.

În cazul unui laser cu He-Ne având $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, puterea $P=1 \text{ mW}$, iar lărgimea de bandă $\delta\nu = 500 \text{ Hz}$ factorul de degenerare fonic $\delta_\nu \approx 6,4 \cdot 10^{12}$, valoare care este

mult mai mare decât cea corespunzătoare surselor clasice a căror emisie poate fi caracterizată de legile radiației corpului negru.

Pulsuri ultracurte. Întrucât radiația laser este coerentă este posibil ca un laser care funcționează în *regimul cuplare a modurilor (mode-locking)* să emită *pulsuri ultracurte de lumină* de $10^{-16} \div 10^{-12}$ Hz. În aceste cazuri și puterile de vârf obținute sunt foarte mari putând depăși $10^{12} \div 10^{16}$ W. Pulsurile ultracurte de lumină sunt aplicate la: studiul fotoprocесelor ultrarapide care se manifestă în molecule, semiconductori, sisteme biologice etc., separări izotopice cu laser, fuziunea termonucleară etc.

7.5. Lasere integrate

7.5.1. Metode de producere a fibrelor optice

În ultimii douăzeci de ani s-au dezvoltat foarte mult dispozitivele optoelectronice active și pasive ghidate datorită posibilităților de miniaturizare a circuitelor precum și integrare monolitică pe același substrat a mai multor componente, acestea fiind fabricate prin diferite metode. Propagarea ghidată a luminii prin aceste dispozitive se bazează pe fenomenul de reflexie internă totală.

Unul dintre cele mai cunoscute ghiduri optice este *fibra optică*, aceasta având o secțiune circulară și este formată dintr-un *miez* și o *cămașă* dispusă la exteriorul miezului. Fibrele optice cele mai des utilizate sunt realizate dintr-un material refractar acid (*silica*) care conține cel puțin 93% SiO_2 , fabricat din cuarțite, cu liant de var sau cu argilă, în general și cu adaosuri mineralizate, arse la $1460^\circ\text{C} \div 1530^\circ\text{C}$ timp de 24 h, pentru a transforma o fracțiune cât mai mare din cuarț în trimidit (varietate a SiO_2). Diametrul miezului este mult mai mare decât lungimea de undă a radiației, fiind cuprins între $5 \mu\text{m} \div 200 \mu\text{m}$. O valoare standard este de $50 \mu\text{m}$ cu cămașă de $125 \mu\text{m}$. Pentru evitarea ghidurilor parazite luminoase în cămașă, se adaugă o cămașă exterioară cu indice de refracție, n_2 mai mare decât al cămășii interioare n_1 (fig. 7. 16).

Tehnologiile utilizate pentru obținerea materialelor caracterizate printr-o transparență ridicată din care sunt confecționate fibrele optice se împart în două mari grupe: metoda creuzetului sau din fază lichidă și respectiv metoda de depunere din stare de vapori.

Metoda creuzetului. Metoda creuzetului este utilizată în general pentru obținerea fibrelor din sticle care au punct de topire coborât. Materialele componente pure aflate în stare de pulbere sunt încălzite împreună într-un creuzet de siliciu sau de platină. Pentru încălzire se poate folosi radiația emisă de pereții unui cuptor electric în care sunt introduși componenții, aceștia nefiind în contact cu pereții cuptorului.

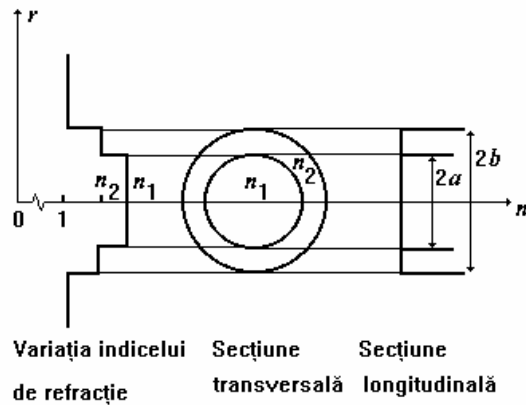


Fig. 7. 16. Fibra optică caracterizată de un indice de refracție de tip treaptă.

De asemenea, încălzirea se mai poate face prin inducție cu un curent de radiofrecvență. În cazul utilizării unui creuzet metalic pentru încălzirea componentilor prin inducție căldura este transferată prin conducție. Dacă se folosește un creuzet de siliciu componentii în stare de pulbere trebuie preîncălziți și apoi încălziți prin inducție. Astfel, topitura obținută este la o temperatură mai mare decât creuzetul fiind puțin probabil să se contamineze de la acesta. De obicei creuzetele din siliciu sunt folosite o singură dată dacă acestea nu sunt prevăzute cu un stand de reciclare termică. În mod tradițional miezul din sticlă sub formă de bară este introdus într-un tub care constituie învelișul și apoi ansamblul celor două este tras pentru a se obține fibra învelită. Cu ajutorul unui creuzet dublu prezentat în fig. 7. 17 se pot obține fibre care au un diametru mare și de asemenea o apertură numerică mare.

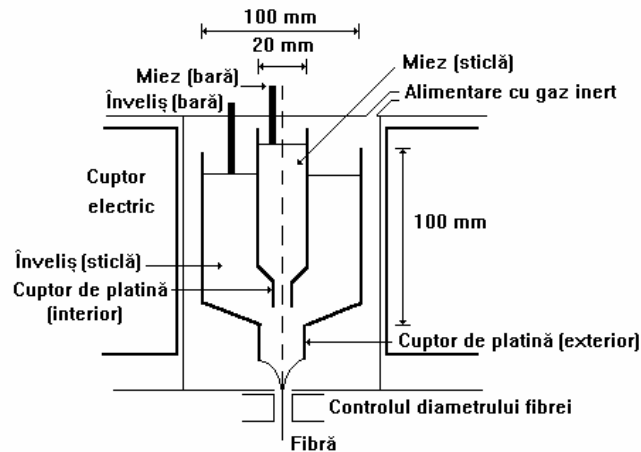


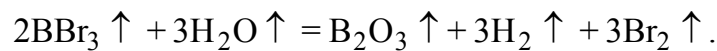
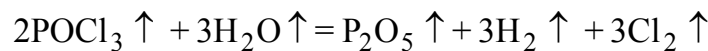
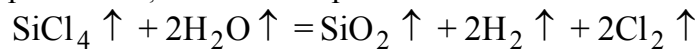
Fig. 7. 17. Creuzet dublu pentru producerea fibrelor învelite.

Creuzetul poate fi încărcat cu componente fie în stare de pulbere fie sub forma unor bare. Creuzetul dublu este instalat în interiorul unui cuptor liniar dispus vertical care încălzește topitura până la temperatura de $1000^{\circ}\text{C} \div 1200^{\circ}\text{C}$. În interiorul cuptorului este introdus un gaz inert. Dacă pentru a crea o diferență de indici de refracție dintre miez și înveliș se folosește ca dopant taliu, care este caracterizat printr-o viteză de difuzie mare, în procesul de tragere apare un gradient al indicilor la interfață. Același efect poate fi produs cu borosilicat de sodiu și calciu. Diferența indicilor se obține prin variația concentrației componentilor (SiO_2 , B_2O_3 , Na_2O , CaO), iar difuzia de-a lungul interfeței miez-înveliș în interiorul topiturii determină un gradient suficient de mare pentru a reduce dispersia

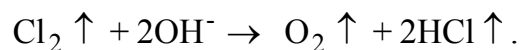
datorată trecerilor multiple la valori cuprinse între 1 și 5 ns/km. Prin această metodă se pot obține fibre care au un coeficient de atenuare funcție de lungimea de undă cuprins între 3 și 20 dB/km care pot fi utilizate în telecomunicații.

Metoda de depunere din stare de vapori. Întrucât temperatura de topire a sticlelor cu conținut mare de siliciu este prea ridicată în cazul metodei creuzetului, pentru producerea fibrelor se utilizează metoda de depunere din stare de vapori. Există mai multe configurații experimentale, și anume: *depunere internă de vapori*, (*Inside Vapour Deposition (IVD)*) în care gazele reactante generează straturi succesive în interiorul unui tub de cuarț, *depunere externă de vapori*, (*Outside Vapour Deposition (OVD)*) în care straturile sunt depuse pe suprafața unei bare care apoi este îndepărtată, *depunere axială de vapori*, (*Vapour Axial Deposition (VAD)*) în care se generează mai întâi o formă cilindrică axială etc. Fibrele obținute prin aceste metode se caracterizează la lungimea de undă 1550 nm prin atenuări cuprinse între 0,20 și 0,22 dB/km.

Metodele de depunere internă și externă din stare de vapori. În aceste cazuri pentru sinteza particulelor fine de sticlă din cloruri se utilizează hidroliza în flacără, rezultând o sticlă poroasă și opacă. Reacțiile chimice tipice sunt:



Excesul de vapori de apă este îndepărtat chimic din sticla rezultată în urma reacțiilor:



În fig. 7. 18 este prezentat schematic procesul de depunere externă de vapori. Prin hidroliză în flacără sticla se depune de-a lungul unei bare de aluminiu sub forma mai multor straturi. Apoi bara este uscată și urmează procesul de obținere a fibrei optice.

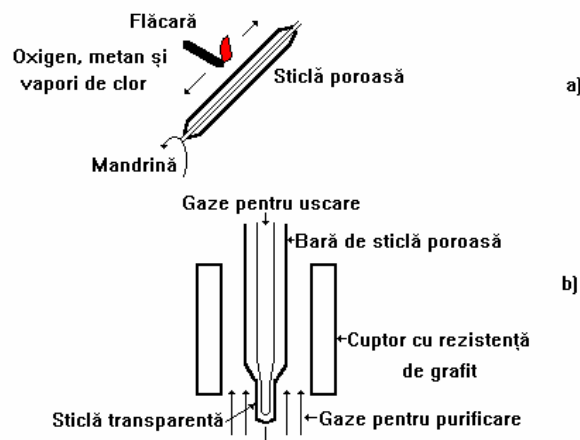


Fig. 7. 18. Schema procesului de depunere externă de vapori: a) depunerea stratului de sticlă poroasă pe o bară de aluminiu, b) uscarea și obținerea barei de sticlă transparentă.

Variind concentrația componentilor se pot obține fibre având profilul indicelui de refracție fie de tip treaptă fie de tip gradient. În urma îndepărtării barei de aluminiu se obține o sticlă poroasă având formă cilindrică goală în interior. Apoi, aceasta este încălzită pentru a fi uscată în atmosferă de clor și sinterizată, pentru a se obține o bară de sticlă solidă și transparentă, din care în final rezultă fibra optică având lungimea cuprinsă între 40 km ÷ 50 km. Utilizând acest procedeu se pot obține fibre omogene având atenuarea mică și de asemenea se poate face un bun control asupra profilului indicelui de refracție al fibrei.

Metoda de depunere axială de vapori. În cazul metodei de *depunere axială de vapori* sticlele care formează miezul și respectiv invelișul sunt depuse simultan la capetele unui germen sub formă de bară care mai întâi este rotit pentru a se asigura omogenitatea azimutală, iar apoi este tras în sus într-un cuptor electric cu viteza de 2,5 mm/min (fig. 7. 19). Încălzirea se face la o temperatură cuprinsă între 1100°C ÷ 1200°C în atmosferă de oxigen și clor pentru a îndepărta orice urme de apă precum și ionii de hidroxil. Bara poroasă, care are un diametru de 60 mm este apoi încălzită la temperatura de 1500°C într-un alt cuptor de carbon, în care se obține preforma de sticlă, transparentă, cu un diametru de 20 mm.

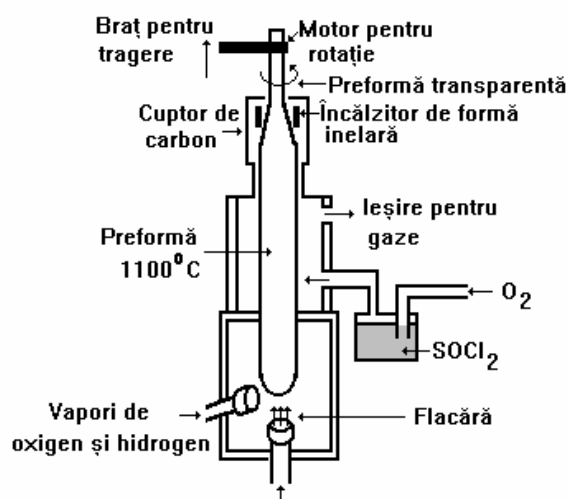


Fig. 7. 19. Schema procesului de depunere axială de vapori și de obținere a preformei.

Utilizând această metodă se poate obține prin doparea cu germaniu un control rezonabil al indicelui de refracție menținând un profil corespunzător al temperaturii în jurul preformei poroase. Se pot obține astfel fibre având atenuări mai mici de 0,5 dB/km pentru radiații având lungimea de undă de 1,3 μ m, precum și dispersii mai mici decât 0,2 ns/km.

Fibre optice amplificatoare. În fig. 7. 20 este prezentat schematic montajul experimental utilizat pentru realizarea dopajului cu germaniu și ioni de Er^{3+} (elementul activ). În timpul depunerii miezului, camera de dopare este încălzită la aproximativ 1000°C pentru a mări presiunea vaporilor din interiorul tubului. Vaporii sunt încorporați cu principalii reactanți și sunt depuși pe straturile miezului în fibră. Camera de dopare conține un burete de siliciu impregnat cu pământuri rare. Partea nedopată a miezului este depusă pe substratul interior tubului. Când se atinge această parte a miezului care urmează a fi dopată, temperatura este

scăzută pentru a preveni topirea totală a sticlei. Această operație produce un *burete alb* și *poros* în interiorul tubului. Soluția de Er^{3+} (sau a oricărui codopant ce urmează a fi încorporat) este introdusă în tub ceea ce duce la umezirea porilor, proces ce durează aproximativ 1 oră. În acest fel se asigură o reproductibilitate mai mare a vaporilor. Lichidul este ulterior refulat din tub, iar straturile poroase sunt uscate. Această operație este urmată de deshidratarea preformei prin încălzirea acesteia într-un gaz de O_2/Cl_2 injectat, timp de aproximativ 1 h. Straturile poroase sunt topite cu atenție în atmosferă de O_2/Cl_2 lăsând un material complet uscat și preforma este apoi închisă.

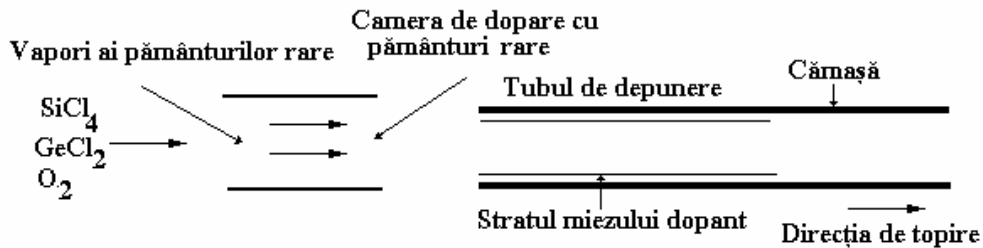


Fig. 7. 20. Schema procesului de depunere axială a Ge și a ionilor de Er^{3+} .

Fibrele optice amplificatoare amplifică radiația luminoasă ce se propagă prin acestea. În general, aceste fibre nu modifică polarizarea și pot fi conectate cu orice tip de fibră. Fibrele optice amplificatoare tipice sunt fibre monomod dopate cu Er^{3+} pe suport de silicați. Dopajul cu ionii de Er^{3+} din fibră determină scăderea pierderilor. În continuare, fibra este curățată într-un cuptor. Pentru a fi acoperită primar, fibra este trecută printr-o baie care conține soluția unui polimer și apoi este uscată fie cu raze ultraviolete fie cu ajutorul unui cuptor cu inducție. Aceeași operație se repetă în vederea acoperirii secundare. Aceste operații se efectuează într-o atmosferă fără praf pentru a micșora defectele de suprafață. Acoperirea fibrei cu un înveliș de plastic se face cu ajutorul unui extruder prevăzut cu un melc care împinge materialul plastic topit asupra fibrei (fig. 7. 21).

Utilizând procedeele prezentate mai sus se pot obține atât fibre optice cât și *cabluri optice* care conțin una sau mai multe fibre optice (fig. 7. 22).

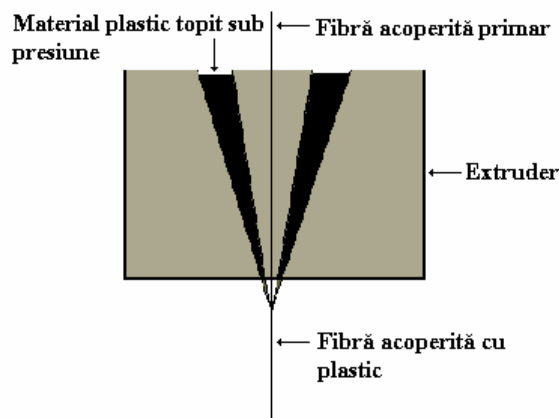


Fig. 7. 21. Schema procesului de acoperire a fibrei cu un înveliș de plastic.

În ultimii ani în telecomunicațiile optice având viteză mare de transmisie se utilizează tot mai mult pentru manipularea și multiplicarea pulsurilor optice

precum și pentru a compensa fenomenul de dispersie *fibre optice care au încorporate rețele de difracție Bragg*.

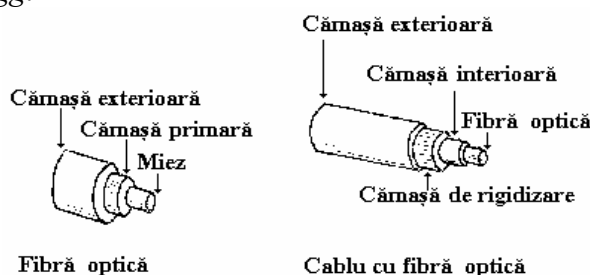


Fig. 7. 22. Fibră și cablu optic.

Rețelele Bragg în fibrele optice pot fi fabricate cu ajutorul unei măști de fază cu perioadă constantă fie prin variația indicelui de refracție al fibrei fie prin modulația perioadei figurii de interferență din spatele măștii. Variația indicelui de refracție al fibrei poate fi obținută supunând fibra în mod gradat unei deformații sau unui gradient de temperatură. De exemplu, s-a obținut o variație liniară a indicelui de refracție al fibrei pe o anumită porțiune prin încovoierea acesteia. Prin curbarea fibrei se induce un gradient liniar de tensiune de-a lungul fibrei, perioada de variație a indicelui de refracție fiind proporțională cu tensiunea mecanică aplicată fibrei pe acea porțiune.

Rețeaua Bragg în fibra optică poate fi fabricată și cu ajutorul unui laser cu Ar ionizat a cărui radiație din domeniul UV este focalizată cu o lentilă sferică pe masca de fază și apoi eșantionată cu ajutorul unui modulator acustooptic a cărui perioadă determină perioada rețelei. Fibra este menținută în poziție înclinată în fața măștii. Forma dorită a profilului rețelei și perioada acesteia pot fi obținute prin mișcarea și respectiv înclinarea fibrei în timp ce fasciculul laser baleiază masca de fază. Pentru a obține rețele cu dimensiuni mari se deplasează fibra în mod continuu și controlat în fața măștii în zona de interferență. Printr-un control riguros al deplasării fibrei și al modulatorului acustooptic se pot obține rețele cu variații mici ale perioadei și o valoare exactă a dispersiei.

De asemenea, tot în ultimii ani au fost fabricate și *fibre optice cu cristale fotonice*, prima fiind fabricată în anul 1998. Conceptul de *cristal fonic* a fost introdus în urmă cu aproximativ zece ani pe baza analogiei optice dintre structura benzilor electronice interzise ale semiconductorilor și structurile dielectrice periodice. Fibrele cu cristale fotonice sunt caracterizate de o variație mare a indicelui de refracție a materialului din care este fabricată fibra și pot fi de două feluri. Există fibre care conțin un miez din Si solid, (care este izotrop) înconjurat de un cristal fonic bidimensional cu indice de refracție mai mic decât cel al miezului care formează cămașa, acestea conducând lumina pe baza fenomenului de reflexie internă totală și asemănându-se cu fibrele clasice. În ultimii ani s-au fabricat și fibre care conțin un cristal fonic de tip fagure care are o structură de benzi interzise și care contribuie la ghidarea luminii în regiunea miezului.

7.5.2. Metode de producere ghidurilor optice de undă

Ghidurile optice de undă, cunoscute și sub numele de ghiduri dielectrice, sunt structuri de tip *sandwich* care se folosesc pentru conținerea și ghidarea luminii într-un singur sau în mai multe moduri de oscilație în dispozitivele și circuitele optice integrate. Spre deosebire de fibra optică, *ghidurile* folosite în circuitele optice integrate au de cele mai multe ori o structură planară cum ar fi de exemplu filmele plane sau panglicile (*strips*). În general realizarea *ghidurilor optice de undă* prin diferite metode (difuzie, schimb ionic etc.) se face pe baza unor tehnologii moderne care se bazează pe așa-numitele tehnici de

fotolitografiere și de difuzie, similare cu cele utilizate în industria microelectronică. Toate aceste procese tehnologice trebuie să se desfășoare într-un mediu perfect curat pentru a evita ca eventualele impurități conținute în aer să contamineze și să altereze într-o măsură relevantă structurile realizate. Din această cauză se folosesc așa-numitele *camere curate (albe)* în care cantitatea de impurități este menținută sub un control strict, de exemplu într-un centimetru cub de aer nu trebuie să existe mai mult de 100 particule cu dimensiuni mai mari de $0,5 \mu\text{m}$.

Unul dintre cele mai cunoscute ghiduri optice este fibra optică, aceasta având o secțiune circulară. Spre deosebire de fibra optică, ghidurile folosite în circuitele optice integrate au de cele mai multe ori o structură planară cum ar fi de exemplu filmele plane sau panglicile (*strips*). Cel mai simplu ghid dielectric de formă planară este prezentat în fig. 7. 23 și este dispus sub forma unui sandwich între un substrat și respectiv un superstrat.

Indicele de refracție corespunzător ghidului este mai mare decât cel al substratului și respectiv al superstratului. Foarte des, materialul din care este constituit superstratul este chiar aerul care are indicele de refracție egal cu unitatea.

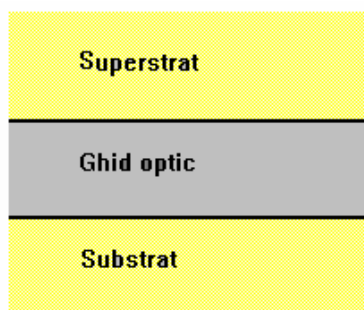


Fig. 7. 23. Secțiune printr-un ghid optic planar.

De obicei, ghidurile au dimensiuni de ordinul micrometrilor, iar diferențele dintre indicii de refracție corespunzători ghidului și respectiv substratului sunt cuprinse în intervalul $0,1 \div 0,001$. Ghidurile pentru care diferența dintre indicii de refracție corespunzători ghidului și respectiv substratului este cuprinsă în intervalul $0,01 \div 0,001$ sunt obținute prin difuzie ionică sau schimb ionic, iar cele pentru care această diferență este aproximativ $0,1$ sunt heterostructuri semiconductoare sau au fost obținute prin schimb protonic. Frațiunea din puterea undelor luminoase care este confinată în regiunea de ghidare depinde atât de indicele de refracție al acestuia cât și de dimensiunile ei. De obicei, mai mult de 80 % din putere este confinată în ghid. Efectul de confinare în cazul ghidurilor planare este obținut numai după o direcție, în planul filmului putând să se manifeste fenomenul de difracție. Cu toate acestea, fenomenele cele mai interesante care pot apărea în ghid se pot manifesta numai în planul care conține direcția de confinare. În cazul ghidurilor de tip canal fasciculele luminoase se propagă fără a suferi fenomenul de difracție pe distanțe (de ordinul centimetrilor) care sunt limitate practic numai de absorbția și împrăștierea acestora în ghid.

Pentru a fabrica un ghid optic de undă este necesar ca în substrat (sticla, niobatul de litiu etc.) să fie modificat local indicele de refracție. Utilizând materiale anorganice ghidurile optice de undă se pot obține prin mai multe metode dintre care cele mai importante sunt:

- a) *doparea unui material*, de exemplu niobatul de litiu (LiNbO_3), cu atomii unui element mai greu (de exemplu Ti) prin *difuzia* acestuia, utilizând tehnica microlitografierii;

- b) *metoda schimbului ionic* dintre ionii unui material *gazdă* (de exemplu ionii de Na din sticlă) și alți ioni având aproximativ aceleași dimensiuni care în urma procesului de difuzie produc o variație locală a indicelui de refracție (de exemplu ionii de Ag);

- c) *metoda schimbului protonic*, care are loc de exemplu între ionii de litiu aparținând unui substrat de LiNbO_3 și acidul benzoic sau benzoatul de litiu.

În general, realizarea ghidurilor optice de undă prin diferite metode (difuzie, schimb ionic, etc.) se face pe baza unor tehnologii moderne care se bazează pe așa-numitele tehnici de fotolitografiere și de difuzie, similare cu cele utilizate în industria microelectronică.

Producerea ghidurilor optice de undă prin difuzie. În cazul fabricării ghidurilor optice prin difuzie substratul folosit cel mai des este cel de niobat de litiu. Există mai multe etape de desfășurare a procesului. Funcție de modul de întrebuințare a ghidului optic (activ sau pasiv), în diferite montaje experimentale, acestea se pot dopa și cu alți atomi (de obicei ale pământurilor rare: Nd, Er etc.) fie înainte sau după procesul de difuzie a Ti.

Difuzia titanului în substratul de LiNbO_3 . În urma dopajului cu erbiu are loc fabricarea propriu-zisă a ghidului optic, diferitele etape ale procesului fiind prezentate în figura 9. 11. Prima etapă constă în depunerea pe suprafața LiNbO_3 a unui strat dintr-un material fotorezistiv (fig. 7. 24 a)) care este impresionat în urma trecerii luminii ultraviolete printr-o mască care determină forma ghidului (fig. 7. 24 b)). În urma tratării cu un agent chimic potrivit (fig. 7. 24 c)) se gravează în materialul fotorezistiv forma ghidului. Depunerea

stratului de titan pe substrat cu grosimi variind între 940 \AA și 950 \AA , se face prin pulverizarea uniformă a acestuia (*sputtering*) (fig. 7. 24 d)). Prin înlăturarea stratului de material fotorezistiv în urma introducerii substratului într-o baie cu acetonă se obține un strat de titan (fig. 7. 24 e)) având dimensiunile bine determinate și în poziția dorită (*lift off*). În final, substratul este introdus într-un cuptor având temperatura de 1030° C , timp de 9 h, proces în urma căruia are loc difuzia titanului în acesta (fig. 7. 24 f)).

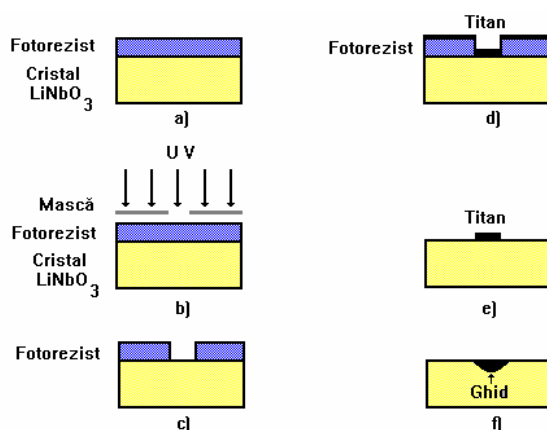


Fig. 7. 24 a)-f). Etapele procesului de fabricație a ghidurilor de Er:Ti:LiNbO_3 : a) depunerea stratului de material fotorezistiv (fotorezist); b) iradierea cu radiații UV; c) tratarea cu agent chimic; d) depunerea stratului de Ti prin pulverizare (*sputtering*); e) *lift off*; f) difuzia titanului.

Difuzia erbiului. O altă etapă (de obicei prima) constă în depunerea pe întreaga suprafață a substratului de niobat de litiu a elementul activ (de exemplu erbiu metalic în cazul

funcționării ghidului ca dispozitiv laser sau amplificator laser) în urma procesului de evaporare până când grosimea stratului acestuia este uniformă. Grosimea stratului de erbiu depus este de 9 nm în cazul substratului de LiNbO_3 tăiat după axa x și de 11 nm în cazul celui tăiat după axa z . După aceea substratul de LiNbO_3 este introdus într-un cuptor cu temperatura de 1100°C , timp de 100 h, proces în urma căruia erbiul difuzează în niobatul de litiu.

Fabricarea ghidurilor optice prin schimb ionic. Principiile fizice ale schimbului ionic.

Modificarea locală a indicelui de refracție se realizează în cazul schimbului ionic prin difuzia atomilor de argint, potasiu etc. în substrat, acești atomi înlocuind ionii de sodiu care ies din sticlă. Variația indicelui de refracție obținută depinde de polarizabilitatea și dimensiunile ionilor care se schimbă. Dacă de exemplu se înlocuiește ionul de sodiu din sticlă cu un ion exterior de dimensiuni mai mici se obține o mărire locală a indicelui de refracție pentru că densitatea sticlei crește prin comprimarea rețelei sticlei în jurul ionului introdus (ca în cazul schimbului litiu/sodiu de exemplu).

Cinetica evoluției concentrațiilor depinde de mobilitățile diferite ale celor două tipuri de ioni. Diferența de viteză a ionilor difuzanți determină fluxuri diferite ale acestora. Sistemul tinzând spre echilibru termodinamic, în sticlă se crează sarcini spațiale care frânează ionii rapizi și accelerează pe cei lenți.

Fabricarea ghidurilor monomodale îngropate în substrat de siliciu. Din cauza pierderilor mici pe care le posedă atât la propagare cât și la cuplajul cu fibrele optice, ghidurile monomodale îngropate, având ca substrat siliciul, sunt foarte des utilizate pentru producerea interferometrelor Mach-Zehnder simetrice și asimetrice (care sunt aplicate cu succes la procesele de multi și respectiv demultiplexare optică), comutatorilor optici, cuplorilor optici acordabili etc. (fig. 7. 25 a), b), c)).

În cadrul acestei etape particulele foarte fine de sticlă obținute prin hidroliza în flacără a SiCl_4 - TiCl_4 sunt depuse pe substratul de siliciu, care apoi este încălzit pentru a se consolida. Operația de hidroliză în flacără este prezentată schematic în figura 7. 26. În cadrul acesteia un amestec de SiCl_4 - TiCl_4 sau de SiCl_4 - GeCl_4 este introdus într-o flacără de oxigen/hidrogen. Particulele fine de sticlă sunt depuse direct pe substratul de siliciu care la rândul său este plasat pe o masă cu diametrul de 1 m care se poate roti. În timpul depunerii flacăra traversează în mod repetat masa în direcție radială. Pentru a micșora temperatura de topire a particulelor de sticlă în mixtura de gaz se adaugă mici cantități de BCl_3 și PCl_3 .

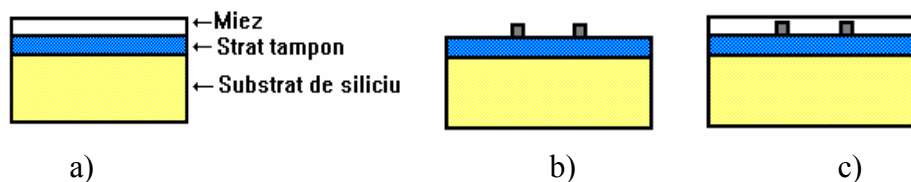


Fig. 7. 25 a), b), c). Schema procesului de fabricare a ghidurilor monomodale îngropate având ca substrat siliciul: a) obținerea pe substratul de siliciu a unui ghid planar de SiO_2 - Ti_2 , b) operația de gravare cu ioni reactivi și mascare, c) operația de îngropare a ghidurilor.

Indicele de refracție al particulelor de sticlă este controlat prin doparea cu TiCl_4 sau GeCl_4 . Ghidurile propriu-zise rezultă în urma procesării miezului de pe suprafața stratului tampon cu o mixtură de gaze formată din C_2F_6 și C_2H_4 (gravare cu ioni reactivi) și o mască din siliciu amorf (fig. 7. 25 b)). Masca de siliciu la rândul său se poate obține prin gravarea cu ioni reactivi a unui fotorezist (folosind un gaz de CBrF_3).

În etapa a treia (fig. 7. 25 c)), ghidurile sunt îngropate în urma depunerii prin hidroliza în flacără a unui strat de sticlă protectoare. Prin procedeul descris mai sus se pot obține ghiduri optice de undă *îngropate* de formă pătrată cu dimensiunea de $8 \mu\text{m}$, stratul tampon având $7 \mu\text{m}$, iar cel protector $30 \mu\text{m}$. Indicele de refracție al ghidului este cu aproximativ 24 % mai mare decât cel corespunzător stratului tampon și respectiv al celui protector (care au indici de refracție egali). În cazul unor ghiduri având $40 \mu\text{m}$ lungime pierderile la propagare sunt de aproximativ 0,43 dB, iar pierderile la cuplajul cu o fibră sunt de 0,01 dB.

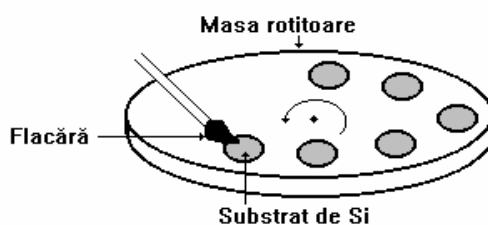


Fig. 7. 26. Operația de depunere prin hidroliză în flacără.

Atât dimensiunile ghidurilor astfel obținute cât și diferența relativă a indicilor de refracție sunt compatibile cu fibrele optice monomodale convenționale.

Primele *ghiduri optice de undă cu cristale fotonice* au fost fabricate pentru prima dată în jurul anului 2000, în structuri de tip sandwich siliciu:bioxid de siliciu. Propagarea luminii în aceste structuri se bazează pe confinarea bidimensională prin reflexie Bragg distribuită pe cristalul fonic în planul lateral de propagare al radiației electromagnetice și pe reflexia internă totală în plan vertical pentru a obține efectul de ghidare tridimensională. Există cristale fotonice în care procesul de ghidare are loc după toate cele trei dimensiuni, dar fabricarea acestora este mai complicată. În cele mai multe cazuri cristalul fonic constă dintr-o dispunere periodică de goluri gravate într-un strat de siliciu care este înconjurat de aer în ambele părți. Forma circuitului este definită pe un substrat de poliletilmetacrilat (PMMA).

Circuitele care au la bază cristalele fotonice și operează la lungimea de undă de 1550 nm pot ghida lumina și prin ghiduri de formă ascuțită având raza de curbură de ordinul lungimii de undă a radiației luminoase. Utilizarea cristalelor fotonice în fabricarea circuitelor optice integrate permite miniaturizarea acestora până la dimensiuni comparabile cu lungimea de undă a radiațiilor luminoase și de asemenea, implantarea pe același substrat a unui număr de componente optoelectronice care este cu patru până la cinci ordine de mărime mai mare decât cel actual, realizându-se astfel obiectivul opticii integrate.

Efectul de ghidare și numărul de moduri suportat de ghid se bazează pe relația de dispersie, adică pe structura benzii fotonice. Atât în rețelele pătrate cât și cele triunghiulare se pot propaga moduri polarizate TE a căror frecvență normalizată este $a/\lambda = 0,35$, (λ fiind lungimea de undă a radiației). Introducând în cristalul fonic o linie de defecte prin eliminarea unei linii de goluri din rețeaua bidimensională se obține cel mai simplu ghid.

Fotonii care au energia în interiorul benzii interzise se pot propaga numai de-a lungul acestei linii de defecte.

Ghidurile optice de undă cu rețele Bragg având perioade mai mici de $1\ \mu\text{m}$ stau la baza fabricării filtrelor în sistemele de telecomunicații optice în care se utilizează demultiplexori, a laserelor integrate cu reacție distribuită etc. Există mai multe procedee de fabricare a rețelelor Bragg, metoda interferometrică fiind printre cele mai des utilizate. De asemenea, există mai multe metode de fabricare a ghidurilor optice de undă.

În cazul unui ghid optic de undă fabricat în sticlă prin metoda schimbului ionic etapele procesului de fabricare sunt: 1) curățarea substratului, 2) depunerea stratului de aluminiu, 3) depunerea fotorezistului cu o grosime de $5\ \mu\text{m}$, 4) expunerea fotolitografică utilizând o mască și radiații UV, 5) dezvoltarea fotorezistului, 6) litografia aluminiului, 7) eliminarea fotorezistului, 8) schimbul ionic în sare topită care conține K^+ , la 450°C , timp de 50 min., 9) eliminarea măștii de aluminiu.

După producerea ghidului optic de undă substratul este tăiat, polizat la capete în vederea obținerii unui cuplaj cât mai bun cu alte componente optice integrate și apoi se trece la fabricarea rețelelor Bragg, care joacă rol de *oglinzi*.

În cazul ghidurilor fabricate în sticlă există trei metode mai importante de producere a rețelelor prin: 1) gravare, 2) depunere și 3) schimb ionic. Etapele mai importante care sunt parcurse în cazul gravării rețelelor utilizând metoda interferometrică cu expunerea fotorezistului prezentate în figura 9. 24 a)-d): a) depunerea fotorezistului, b) inscripția fotorezistului prin metode interferometrice, c) dezvoltarea fotorezistului și d) gravarea prin metoda chimică.

Pentru inscripția fotorezistului prin metoda interferometrică a fost utilizat un laser cu Ar cu lungimea de undă de $\lambda=488\ \text{nm}$ și puterea de $1\ \text{mW}$, un telescop și o rețea de difracție, montajul experimental utilizat fiind prezentat în figura 7. 27.

Perioada rețelei Bragg care este inscripționată poate fi calculată cu ajutorul relației:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}$$

unde θ este unghiul de incidență.

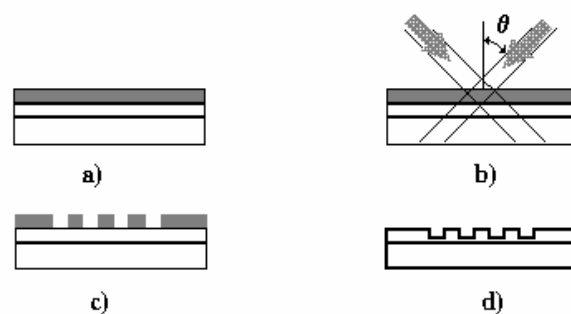


Fig. 7. 27 a)-d). Etapele procesului de fabricare a rețelelor Bragg: a) depunerea fotorezistului, b) inscripția fotorezistului, c) dezvoltarea fotorezistului, d) gravarea chimică.

Ținând seama de perioada rețelei Bragg rezultă că domeniul de variație a perioadei rețelei Bragg este: $244\ \text{nm} \div \infty$. Procesul de dezvoltare a fost monitorizat în timp real cu ajutorul unui program de achiziție a datelor (LABVIEW). Pentru aceasta s-a utilizat un optimetru care colectează radiațiile difractate de rețeaua de difracție în primul ordin.

7.5.3. Lasere și amplificatori laser integrați

Modelarea amplificării optice în fibrele și ghidurile optice de undă dopate cu ionii pământurilor rare (Nd^{3+} , Er^{3+} , etc.) se bazează teoria electromagnetismului, mecanica cuantică și fizica laserelor. Fibrele optice dopate cu ioni de Er reprezintă un sistem care combină caracteristicile unui laser monomodal integrat și cele ale unui laser având ca mediu activ sticla dopată Er.

Ecuțiile ratelor pentru radiațiile de pompaj și semnal. Fibra optică dopată cu ioni de Er și excitată cu o radiație având lungimea de undă $\lambda = 1480$ nm, lungimea de undă a radiației laser fiind $\lambda = 1530$ nm, (aceasta fiind foarte des utilizată în telecomunicațiile optice) poate fi considerată ca fiind un mediu activ cu trei nivele energetice. Ecuțiile ratelor corespunzătoare populațiilor celor trei nivele energetice sunt de forma (fig. 7. 28):

$$\frac{dN_3}{dt} = R(N_1 - N_3) - A_{32}N_3, \quad (7.106)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + A_{32}N_3, \quad (7.107)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = R(N_3 - N_1) + W_{21}N_2 - W_{12}N_1 + A_{21}N_2, \quad (7.108)$$

unde N_i ($i = 1, 2, 3$) reprezintă populațiile celor trei nivele, $R_{13} = R_{31} = R$ este rata de pompaj de pe nivelul 1 pe nivelul 3, W_{21} este rata de emisie indusă și respectiv W_{12} de absorbție (ambele fiind proporționale cu numărul de fotoni), $\tau_{ij} = \frac{1}{A_{ij}}$ sunt constantele de

timp de relaxare spontană între nivelele i și j (timpul de relaxare τ_{31} este suficient de mare astfel încât termenul corespunzător se poate neglija, iar nivelul 2 este metastabil). În scrierea ecuațiilor (7.106)-(7.108) nu s-a ținut seama de excitarea ionilor de Er^{3+} de pe nivelul metastabil pe un al patrulea nivel energetic în urma absorbției radiațiilor de pompaj sau semnal.

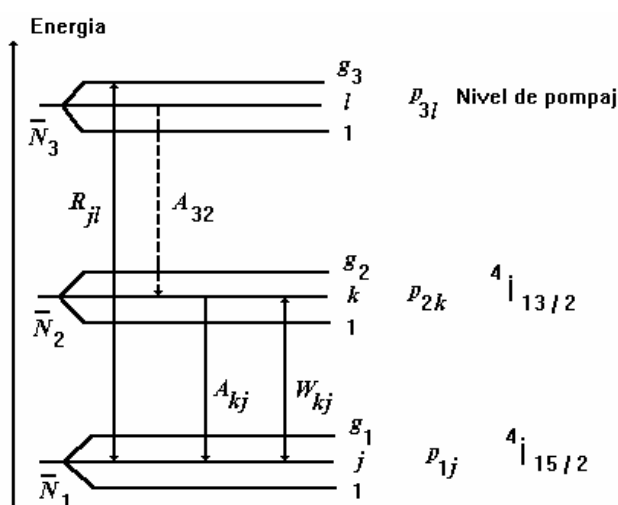


Fig. 7. 28. Diagrama nivelurilor energetice corespunzătoare ionului de Er^{3+} despicate prin efect Stark.

Întrucât $N_1 + N_2 + N_3 = N_0$, N_0 reprezentând numărul total de ioni din mediul activ, se poate scrie că: $\frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} + \frac{dN_3}{dt} = 0$. Considerând că rata tranzițiilor neradiative A_{32} este mult mai mare decât cea de pompaj, R ($A_{32} \gg R$), în cazul staționar $\left(\frac{dN_i}{dt} = 0\right)$ din ecuațiile (7.106)-(7.108), rezultă:

$$N_1 = N_0 \frac{1 + W_{21}\tau}{1 + R\tau + W_{21}\tau + W_{12}\tau}, \quad (7.109)$$

$$N_2 = N_0 \frac{R\tau + W_{12}\tau}{1 + R\tau + W_{21}\tau + W_{12}\tau}, \quad (7.110)$$

unde este timpul de viață de fluorescență. În cazul când nivelele energetice individuale sunt despicate prin efect Stark, cum se întâmplă și în cazul ionilor de Er^{3+} (fig. 7. 28)

$$N_{nm} = \frac{\exp[(E_m - E_n)/k_B T]}{\sum_{m=1}^{g_n} \exp[(E_m - E_1)/k_B T]} N_n = p_{nm} N_n, \quad (7.111)$$

unde g_n reprezintă degenerările nivelelor, iar p_{nm} definește distribuția Boltzmann (probabilitatea de ocupare a subnivelelor).

Introducând ratele totale de pompaj, $\mathcal{R}_{13} = \sum_j \sum_l R_{lj} p_{1j} = \mathcal{R}$,

$\mathcal{R}_{31} = \sum_j \sum_l R_{lj} p_{3l} = \mathcal{R}$, de emisie indusă, $\mathcal{W}_{21} = \sum_j \sum_k W_{kj} p_{2l}$, de absorbție,

$\mathcal{W}_{12} = \sum_j \sum_k W_{kj} p_{1j}$, și respectiv emisie spontană $\mathcal{A}_{21} = \sum_j \sum_k A_{kj} p_{2k}$, ecuațiile

(7.106)-(7.108), devin:

$$\frac{d\bar{N}_3}{dt} = \mathcal{R}(\bar{N}_1 - \bar{N}_3) - \mathcal{A}_{32}\bar{N}_3, \quad (7.112)$$

$$\frac{d\bar{N}_2}{dt} = \mathcal{W}_{12}\bar{N}_1 - \mathcal{W}_{21}\bar{N}_2 - \mathcal{A}_{21}\bar{N}_2 + \mathcal{A}_{32}\bar{N}_3, \quad (7.113)$$

$$\frac{d\bar{N}_1}{dt} = \mathcal{R}(\bar{N}_3 - \bar{N}_1) + \mathcal{W}_{21}\bar{N}_2 - \mathcal{W}_{12}\bar{N}_1 + \mathcal{A}_{21}\bar{N}_2, \quad (7.114)$$

unde $\sum_m N_{nm} = \sum_m p_{nm} \bar{N}_n = \bar{N}_n$. Pentru a lua în considerare efectul de confinare al

luminii se consideră că ionii de Er^{3+} au o distribuție radială, adică: $N_0 = N_0(r)$. Dacă un semnal coerent având intensitatea I_s (puterea pe arie) și lungimea de undă λ_s parcurge un mediu activ de grosime dz cu populațiile N_1 pe nivelul fundamental și respectiv N_2 pe nivelul excitat intensitatea acestuia variază după legea:

$$dI_s = \{\sigma_{21}(\lambda_s)N_2 - \sigma_{12}(\lambda_s)N_1\}I_s dz \quad (7.115)$$

unde $\sigma_{12}(\lambda_s) = \sigma_a(\lambda_s)$ și $\sigma_{21}(\lambda_s) = \sigma_e(\lambda_s)$ reprezintă *secțiunile eficace de absorbție* și respectiv *emisie*. Considerând că semnalul este ghidat într-o fibră monomodală, acesta este cuplat într-un mod care are o distribuție spațială finită în planul transversal al fibrei, iar anvelopa modului este definită de funcția $\psi(r, \varphi)$, (r, φ) reprezentând

coordonatele cilindrice transversale, iar z este coordonata longitudinală. Distribuția intensității semnalului, $I_s(r, \varphi)$ în planul transversal al fibrei cu secțiunea, S poate fi definită cu ajutorul puterii cuplate într-un mod, P_s sub forma:

$$I_s(r, \varphi) = P_s \frac{\psi_s(r, \varphi)}{\int_S \psi_s(r, \varphi) r dr d\varphi} \text{ unde } P_s = \int_S I_s(r, \varphi) r dr d\varphi.$$

Pe baza celor prezentate mai sus rata puterii optice corespunzătoare semnalului ghidat într-un mod devine:

$$\frac{dP_s}{dz} = \sigma_a(\lambda_s) P_s \int_S \{ \eta(\lambda_s) N_2(r, \varphi) - N_1(r, \varphi) \} \bar{\psi}_s(r, \varphi) r dr d\varphi \quad (7.116)$$

unde $\eta(\lambda_s) = \frac{\sigma_e(\lambda_s)}{\sigma_a(\lambda_s)}$, $\bar{\psi}_s(r, \varphi) = \frac{\psi_s(r, \varphi)}{\int_S \psi_s(r, \varphi) r dr d\varphi}$ reprezintă anvelopa normalizată a

modului corespunzător semnalului.

Aplicând cele prezentate mai sus în cazul radiației de pompaj cu lungimea de undă λ_p rata puterii optice corespunzătoare pompajului ghidat, P_p în modul fundamental al fibrei devine:

$$\frac{dP_p}{dz} = \sigma_a(\lambda_p) P_p 2\pi \int_S N_1(r) \bar{\psi}_p(r) r dr \quad (7.117)$$

unde $\bar{\psi}_p(r)$ reprezintă profilul normalizat al modului pompajului.

Amplificarea emisiei spontane. Generarea zgomotului în amplificatorii optici este determinată de dezexcitări spontane ale atomilor, ionilor, moleculelor care formează mediul activ. Fotonii rezultați în urma tranzițiilor spontane pe nivelul fundamental nu prezintă proprietăți de coerență la fel ca și cei corespunzători semnalului incident și respectiv cei care sunt emiși stimulat. Acești fotoni sunt amplificați în fibră (*amplificarea emisiei spontane-Amplified Spontaneous Emission, ASE*) generând un zgomot care se adaugă semnalului. Numărul de fotoni emiși spontan, $dn(\nu)$ în elementul de volum $dV = \pi \omega_s^2 dz$ din mediul activ în direcția de propagare pozitivă z având frecvența cuprinsă în intervalul $\nu, \nu + \Delta\nu$ este dat de relația:

$$dn(\nu) = A_{21} g(\nu) \delta\nu \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \int_S N_2(r, \varphi) \bar{\psi}_s(r, \varphi) r dr d\varphi \quad (7.118)$$

unde $g(\nu) = \frac{8\pi n^2 \tau \sigma_e(\nu)}{\lambda_s^2}$ caracterizează forma liniei spectrale, iar $\frac{\Delta\Omega}{4\pi}$ reprezintă fracțiunea din lumina emisă spontan care captată de fibră.

Pe baza celor prezentate mai sus puterea corespunzătoare emisiei spontane P_{es} este dată de relația:

$$P_{es} = h\nu dn(\nu), \quad (7.119)$$

iar rata puterea corespunzătoare emisiei spontane devine:

$$\frac{dP_{es}}{dz} = 2P_0 \sigma_e(\nu) \int_S N_2(r, \varphi) \bar{\psi}_s(r, \varphi) r dr d\varphi, \quad (7.120)$$

unde $P_0 = h\nu\Delta\nu$ reprezintă puterea corespunzătoare unui foton emis spontan în banda $\delta\nu$ fiind echivalentă unui zgomot la intrare.

Ținând seama de amplificarea emisiei spontane prezentată mai sus ecuația care descrie *amplificarea semnalului și a zgomotului generat în urma emisiei spontane* devine:

$$\frac{dP_s}{dz} = \sigma_a(\lambda_s) 2\pi \int_S \{ \eta(\lambda_s) N_2(r) [P_s(\lambda_s) + 2P_0] - N_1(r, \varphi) \} \bar{\psi}_s(r) r dr. \quad (7.121)$$

Relațiile (7.1)-(7.3) (sau (7.112)-(7.114)), (7.115) și (7.121) stau la baza modelării amplificării optice în fibrele optice și în general se rezolvă numeric pentru diferite profiluri ale indicelui de refracție, pompajului și semnalului.

Lasere integrate. Printre primele dispozitive active integrate fabricate în ghiduri optice de undă având ca substrat niobatul de litiu (LiNbO_3) dopat cu neodim se numără laserele care operează la lungimea de undă $\lambda_s = 1,08 \mu\text{m}$ și amplificatorii laser. În cazul laserului s-a obținut o putere de aproximativ 14 mW, iar pentru amplificator un câștig de 7,5 dB.

Dispozitive active integrate dopate cu neodim. Funcționarea acestor dispozitive se bazează pe proprietățile laser foarte bune ale ionilor de Nd^{3+} care determină emisia stimulată la $\lambda_s = 1080 \text{ nm}$ în cazul considerării dispozitivului ca un sistem cu patru nivele. Matricea de LiNbO_3 modifică prin câmpul cristalin specific nivelele energetice ale ionului de Nd^{3+} . Cunoscând datele spectroscopice obținute în urma măsurării spectrului de absorbție și fluorescență în configurația de ghid optic de undă și ținând seama de valorile celorlalți parametri care caracterizează ghidurile este posibilă elaborarea unui model teoretic de evaluare a puterii de prag (în cazul funcționării dispozitivului ca laser) și respectiv câștigului (în cazul funcționării dispozitivului ca amplificator laser) în vederea comparării acestora cu rezultatele obținute experimental.

Ionii de Nd^{3+} substituie cu aceeași probabilitate ionii de Li^+ și respectiv de Nb^{3+} în rețeaua LiNbO_3 generând un spectru de fluorescență format din linii care au o structură de dublet în urma tranzițiilor din stările excitate (fig. 7. 29).

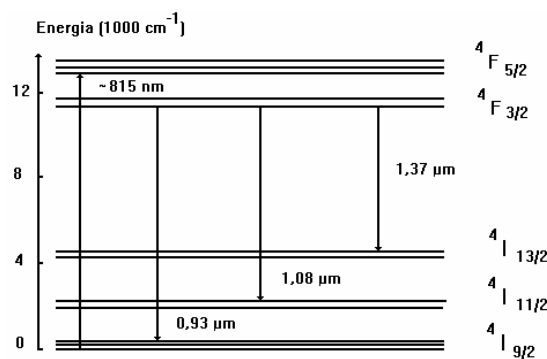


Fig. 7. 29. Schema nivelelor energetice ale ionului de Nd^{3+} în rețeaua LiNbO_3 .

Câmpul cristalin a LiNbO_3 (care prezintă o simetrie axială) produce o despicare a nivelelor energetice a celor patru electroni $4f$ a ionilor de Nd^{3+} prin efect Stark, termenul cu momentul cinetic total j despicându-se într-un multiplu cu $(2j + 1)/2$ linii dublu degenerate. Ionii de Nd^{3+} introduși în rețeaua LiNbO_3 prezintă o bandă largă de

absorbție în jurul lungimii de undă $\lambda_p \approx 815$ nm (corespunzătoare tranziției ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$) permițând efectuarea pompajului cu ajutorul diodelor laser de tip AlGaAs.

Timpul de viață de fluorescență pentru $\lambda_s = 1,08$ μ m (corespunzătoare tranziției ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$) în cazul ghidurilor obținute prin difuzia Ti în Nd:Mg:LiNbO₃ are valoarea $\tau = 98$ μ s, iar în cazul celor obținute prin schimb protonic $\tau = 109$ μ s, aceste valori fiind cu ceva mai mici decât în cazul celui obținut în cristal, $\tau = 120$ μ s.

Modelarea funcționării laser în ghidurile optice de tip LiNbO₃ dopate cu Nd³⁺.

Pentru a modela funcționarea laser în ghidurile optice de tip LiNbO₃ dopate cu neodim se consideră o diagramă energetică simplificată (fig. 7. 30) în care se neglijează despicările Stark ale nivelelor energetice. În aceste condiții se poate considera că laserul funcționează ca un sistem cu patru nivele energetice, pompajul efectuându-se cu o radiație având $\lambda_p \approx 815$ nm, iar emisia laser se obține pentru $\lambda_s = 1,08$ μ m.

Starea fundamentală 1 corespunde nivelului energetic ${}^4I_{9/2}$, iar banda de pompaj 4 nivelului ${}^4F_{5/2}$. Tranziția laser are loc între stările excitate 3 și 2 care corespund nivelelor ${}^4F_{3/2}$ (metastabil) și respectiv ${}^4I_{11/2}$. Ecuțiile ratelor pentru populațiile celor patru nivele energetice se scriu sub forma:

$$\frac{dN_4}{dt} = R_{14}(N_1 - N_4) - A_{43}N_4 \quad (7.122)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -W_e N_3 - A_{32}N_3 + A_{43}N_4 \quad (7.123)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_e N_3 + A_{32}N_3 - A_{21}N_2 \quad (7.124)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -R_{14}(N_1 - N_4) + A_{21}N_2 \quad (7.125)$$

unde N_i ($i = 1 \div 4$) sunt densitățile de populație corespunzătoare nivelelor energetice i caracterizate de timpii de viață τ_i , R_{14} este rata de pompaj, A_{ij} sunt ratele tranzițiilor spontane, iar W_e este rata tranziției stimulate de pe nivelul 3 pe nivelul 2.

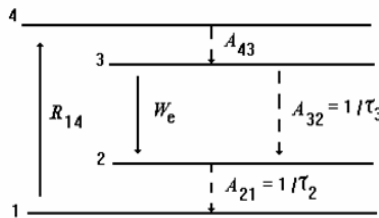


Fig. 7. 30. Diagrama simplificată a nivelelor energetice în cazul unui laser integrat de tip LiNbO₃ dopat cu neodim.

În scrierea ecuațiilor de rată s-a neglijat absorbția rezultată în urma tranzițiilor de pe nivelul 2 pe nivelul 3, ținând seama că rata de tranziție A_{21} are valoare mare ca rezultat al unei densități mici de populație N_2 . Considerând o rată de tranziție A_{43} mare, în

ecuațiile (7.33) și (7.33) se poate aproxima diferența de populație $(N_1 - N_2)$ cu N_1 . În regim de stare staționară toate derivatele de ordinul întâi fiind zero, se obține relația:

$$R_{14}N_1 = A_{43}N_4 = A_{21}N_2. \quad (7.126)$$

Înlocuind termenul $R_{14}N_1$ în relațiile (7.32)-(7.35) se obține pentru regimul de stare staționară relația: $0 = -W_e N_3 - A_{32}N_3 + R_{14}N_1$. Pe baza aproximațiilor făcute se poate considera că densitatea de populație totală N_0 (corespunzătoare concentrației dopantului Nd^{3+}) poate fi aproximată cu $N_0 = N_1 + N_3$, astfel că densitățile de populație ale nivelelor fundamental (1) și excitat (3) devin:

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{W_e + A_{32}}{W_e + A_{32} + R_{14}} \quad (7.127)$$

$$\frac{N_3}{N_0} = \frac{R_{14}}{W_e + A_{32} + R_{14}}. \quad (7.128)$$

În relațiile (7.127), (7.128)

$$R_{14} = \sigma_p^a I_p(x, y, z) / h\nu_p \quad (7.129)$$

$$W_e = \sigma_s^e I_s(x, y, z) / h\nu_s \quad (7.130)$$

$$A_{32} = 1 / \tau_3 \quad (7.131)$$

sunt ratele de tranziție de pompaj, de emisie stimulată și respectiv spontană,

$$I_p = P_p(0)p_0(x, y)p(z) \quad (7.132)$$

$$I_s = P_s(0)s_0(x, y)s(z) \quad (7.133)$$

sunt intensitățile modurilor pompajului și semnalului, iar σ_p^a și σ_s^e reprezintă secțiunile eficace de absorbție și emisie stimulată. ν_p și ν_s sunt frecvențele radiației de pompaj și semnalului, iar h constanta Planck. Distribuțiile intensităților sunt normalizate printr-o integrare pe suprafața secțiunii ghidului de undă:

$$\int p_0(x, y)dA = \int s_0(x, y)dA = 1. \quad (7.134)$$

În relațiile (7.132) și (7.133) $P_p(0)$ și $P_s(0)$ reprezintă puterile radiațiilor de pompaj și respectiv laser la intrarea în ghid, evoluția acestora de-a lungul direcției de propagare fiind descrisă de termenii $p(z)$ și $s(z)$ care verifică condițiile la limită $p(0) = s(0) = 1$. Pentru a simplifica scrierea ecuațiilor se introduce parametrul de saturație:

$$\tau_3 R_{14} = \frac{I_p}{I_{sat}} \quad (7.135)$$

unde intensitatea corespunzătoare saturației dată de relația:

$$I_{sat} = \frac{h\nu_p}{\tau_3 \sigma_p^a}. \quad (7.136)$$

Astfel, expresiile densităților de populație corespunzătoare celor două nivele devin:

$$N_1 = \frac{1}{1 + \tau_3 R_{14}} N_0 \quad (7.137)$$

$$N_3 = \frac{\tau_3 R_{14}}{1 + \tau_3 R_{14}} N_0. \quad (7.138)$$

Evoluția intensității radiației de pompaj de-a lungul ghidului optic este descrisă de ecuația:

$$\frac{d I_p}{d z} = -\tilde{\alpha}_p I_p - \sigma_p^a N_1 I_p \quad (7.139)$$

unde $\tilde{\alpha}_p$ reprezintă pierderile datorită fenomenului de împrăștiere.

Înlocuind expresia densității de populație N_1 dată de relația (7.137) în ecuația (7.139) ca rezultat al integrării acesteia din urmă și ținând seama de condiția de normare a distribuției de moduri (relația (7.134)) se obține:

$$\frac{d p}{d z} = -\tilde{\alpha}_p p(z) - \sigma_p^a \int N_0(x, y) \frac{p_0(x, y)}{1 + \tau_3 R_{14}(x, y, z)} d A \times p(z). \quad (7.140)$$

În general ecuația diferențială (7.110) nu poate fi integrată decât numeric. Cu toate acestea, se obține o soluție analitică în cazul când intensitatea radiației de pompaj este scăzută și se poate descrie astfel câștigul mic al amplificării și respectiv funcționarea laserului la pragul de oscilație. Considerând o intensitate de pompaj scăzută parametrul de saturație $\tau_3 R_{14}$ poate fi neglijat în numitorul ecuației (7.140) ($\tau_3 R_{14} \ll 1$) astfel că aceasta poate fi scrisă sub forma:

$$\frac{d p}{d z} = -\alpha_p p(z) \quad (7.141)$$

unde

$$\alpha_p = \tilde{\alpha}_p + \alpha_{p,ef}, \quad (7.142)$$

$$\alpha_{p,ef} = \sigma_p^a N_{ef}^p = \sigma_p^a \int N_0(x, y) p_0(x, y) d A. \quad (7.143)$$

Presupunând că $N_0(x, y) = N_0 = \text{const.}$ se obține $\alpha_{p,ef} = \sigma_p^a N_0$. Cu aceste aproximații, și admitând că $p(0) = 1$, ecuația (7.141) are soluția de forma:

$$p(z) = p(0) \exp(-\alpha_p z) = \exp(-\alpha_p z). \quad (7.144)$$

În cazul unei intensități scăzute a radiației de pompaj scăderea exponențială a acesteia (7.144) este determinată de suma dintre coeficientul de pierderi la împrăștiere $\tilde{\alpha}_p$ și coeficientul de absorbție efectiv al modului $\alpha_{p,ef}$ în timp ce în cazul unei intensități ridicate a radiației de pompaj scăderea acesteia este influențată de saturarea absorbției datorită depopulării puternice a stării fundamentale și coeficientul $\tau_3 R_{14}$ trebuie luat în considerare în ecuația (7.144). În mod analog cu radiația de pompaj, evoluția semnalului (pentru câștig mic) este descrisă de ecuația:

$$\frac{d I_s}{d z} = -\tilde{\alpha}_s I_s + \sigma_s^e N_3 I_s. \quad (7.145)$$

Înlocuind expresia densității de populație N_3 și a distribuției intensității semnalului I_s în urma integrării ecuației (7.145) pe secțiunea transversală eficace a ghidului se obține pentru funcția de câștig $g(z) = \ln[s(z)]$ ecuația:

$$\frac{d g}{d z} = \frac{d s / d z}{s(z)} = -\tilde{\alpha}_s + \sigma_s^e \tau_3 \int N_0(x, y) s_0(x, y) \frac{R_{14}(x, y, z)}{1 + \tau_3 R_{14}(x, y, z)} d A. \quad (7.146)$$

Întrucât rata de pompaj R_{14} depinde de $p(z)$, trebuie determinată mai întâi evoluția radiației de pompaj din ecuația (7.140). După aceea, evoluția semnalului poate fi determinată prin rezolvarea numerică a ecuației (7.146).

O soluție analitică aproximativă poate fi găsită în cazul unei intensități scăzute a radiației de pompaj prin neglijarea termenului $\tau_3 R_{14}$ în numitorul ecuației (7.146). Înlocuind soluția corespunzătoare intensității scăzute a radiației de pompaj (7.131) în relația (7.146) se obține următoarea ecuație:

$$\frac{dg}{dz} = -\tilde{\alpha}_s + \frac{\sigma_s^e}{I_{sat}} \int N_0(x, y) s_0(x, y) p_0(x, y) dA \times P_p(0) \exp(-\alpha_p z). \quad (7.147)$$

Prin integrarea ecuației (7.147) se obține soluția:

$$g(z) = -\tilde{\alpha}_s z + C_s [1 - \exp(-\alpha_p z)] P_p(0) \quad (7.148)$$

unde

$$C_s = \frac{\sigma_s^e}{\alpha_p I_{sat}} \int N_0(x, y) s_0(x, y) p_0(x, y) dA. \quad (7.149)$$

Se obține câștig pozitiv la intrarea în ghid (de exemplu pentru $\alpha_p z \ll 1$) dacă puterea $P_p(0)$ la intrarea în acesta este mai mare decât o valoare critică, $P_p^c(0)$, corespunzătoare pierderilor semnalului prin împrăștiere care sunt descrise de termenul $\tilde{\alpha}_s z$:

$$P_p^c(0) = \frac{\tilde{\alpha}_s}{\alpha_p C_s} = \frac{\tilde{\alpha}_s I_{sat}}{\sigma_s^e \int N_0(x, y) s_0(x, y) p_0(x, y) dA}. \quad (7.150)$$

În cazul când ghidul prezintă o concentrație omogenă a dopantului ($N_0(x, y) = N_0 = \text{const.}$) puterea critică poate fi scrisă sub forma:

$$P_p^c(0) = \frac{h\nu_p}{\tau_3 \sigma_p^a \sigma_s^e} \cdot \frac{\tilde{\alpha}_s}{N_0 \int s_0(x, y) p_0(x, y) dA}. \quad (7.151)$$

Primul factor al relației (7.151) este determinat de proprietățile materialului, iar cel de-al doilea de distribuția modului și respectiv a concentrației dopantului, ambele putând fi ajustate și optimizate. Pentru ca radiația să fie amplificată eficient (de exemplu pentru a reduce $P_p^c(0)$ cât mai mult posibil) trebuie obținute ghiduri optice de undă cu pierderi mici, secțiune transversală eficace cât mai mică și o suprapunere cât mai bună între distribuția modului și cea a dopantului (Nd în cazul de față). Mărimea $1/\left(\int s_0(x, y) p_0(x, y) dA\right)$ poate fi interpretată ca o arie efectivă de pompaj A_{ef} pentru o anumită concentrație omogenă a dopantului:

$$C_s^o = \frac{\sigma_s^e}{\alpha_p I_{sat}} \cdot \frac{N_0}{A_{ef}}. \quad (7.152)$$

Din relația (7.148) rezultă că există o lungime optimă a ghidului l_{opt} dată de relația:

$$l_{opt} = -\frac{1}{\alpha_p} \ln \left[\frac{P_p^c(0)}{P_p(0)} \right] \quad (7.153)$$

pentru care câștigul are o valoare maximă:

$$g_{\max} = g(l_{opt}) = \frac{\tilde{\alpha}_s}{\alpha_p} \ln \left[\frac{P_p^c(0)}{P_p(0)} \right] + C_s [P_p(0) - P_p^c(0)]. \quad (7.154)$$

În cazul unui ghid optic de undă de tip canal Nd:Mg:LiNbO₃ obținut prin schimb protonic evoluția câștigului (pentru puteri de pompaj scăzute $P_p(0)=0; 1; 5$ mW) rezultat prin integrarea numerică a ecuației (7.146) precum și pentru o soluție analitică aproximativă este prezentată în fig. 7. 31. Pentru evaluarea câștigului s-au folosit următoarele valori:

$\sigma_s^e = 1,7 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, $\alpha_p \approx \alpha_{p,ef} = 3,7 \text{ cm}^{-1}$, $I_{sat} = 2,5 \times 10^4 \text{ Wcm}^{-2}$, $\tau_3 = 109 \text{ } \mu\text{s}$,
 $\sigma_p^a = 8,9 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\tilde{\alpha}_s = 0,0924 \text{ cm}^{-1}$, $C_s^{om} = 215 \text{ W}^{-1}$, $A_{ef} = 35 \text{ } \mu\text{m}^2$,
 $N_0 = 4,15 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $P_p^c(0) = 114 \text{ } \mu\text{W}^2$. Așa cum se poate observa și din fig. 7. 31 în care este prezentată dependența câștigului de puterea cuplată în ghid pentru radiația de pompaj sunt necesare puteri mai mari de 2 mW.

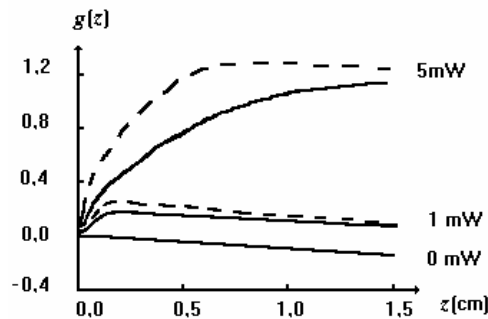


Fig. 7. 31. Evoluția câștigului pentru diferite valori ale puterii de pompaj ($P_p(0) = 0; 1; 5$ mW) într-un ghid optic de undă de tip canal Nd:Mg:LiNbO₃ obținut prin schimb protonic; curba continuă corespunde rezultatelor obținute prin integrarea numerică a ecuației (7.146), iar cea întreruptă soluției analitice aproximative a ecuației (7.148).

Câștigul crește rapid cu creșterea puterii radiației de pompaj determinând o lungime optimă a ghidului care depinde de nivelul puterii de pompaj. Peste această lungime optimă puterea radiației de pompaj este absorbită în întregime, mărirea în continuare a lungimii ghidului nemaiputând determina o nouă creștere a câștigului. Din contră, mărind în continuare lungimea ghidului câștigul se micșorează datorită pierderilor la propagare a semnalului; deci lungimea optimă poate fi definită ca lungimea minimă a ghidului pentru care se obține amplificarea semnalului. Pe baza modelului teoretic prezentat mai sus s-a demonstrat posibilitatea amplificării optice într-un ghid optic de undă. Pentru fabricarea rezonatorului unui laser integrat cel mai des s-au folosit oglinzile dielectrice depuse în vid pe cele două fețe de ieșire polizate ale ghidului activ (fig. 7. 32).

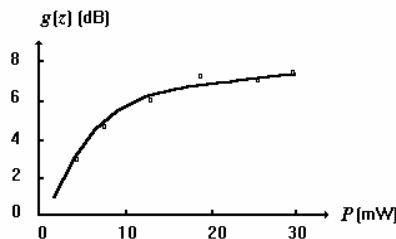


Fig. 7. 32. Câștigul la semnal mic ($\lambda_s = 1,084 \text{ } \mu\text{m}$) în cazul unui ghid (canal) de 5,9 mm lungime funcție de puterea cuplată în ghid $\lambda_p \approx 815 \text{ nm}$.

În fig. 7. 32 curba continuă corespunde rezultatelor teoretice obținute prin integrarea numerică a ecuației (7.146). Radiația de pompaj (având $\lambda=0,814 \mu\text{m}$, de exemplu) este cuplată la una din extremitățile ghidului și este în mare parte absorbită de-a lungul acestuia. Cele două oglinzi (având reflectivitățile R_1 și R_2) sunt depuse direct la cele două capete, una dintre acestea fiind transparentă (pentru radiația cu $\lambda=814 \text{ nm}$, iar cealaltă pentru radiația având $\lambda=1,084 \mu\text{m}$ (fig. 7. 33)).

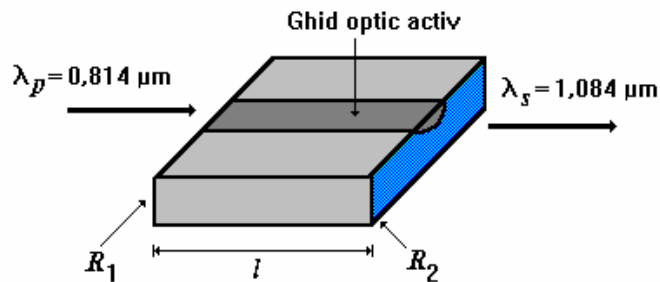


Fig. 7. 33. Schema unui laser ghidat de tip $\text{Nd}^{3+}:\text{LiNbO}_3$.

Funcționarea laserelor integrate de tip $\text{Nd}^{3+}:\text{LiNbO}_3$ a fost pusă în evidență pentru prima dată în anul 1989 de către Lalier și colaboratorii. Ghidul optic de undă de tip canal $\text{Nd}^{3+}:\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ tăiat după axa X conține 0,22 % Nd^{3+} și 0,3 mol % MgO și a fost obținut prin schimb protonic. Doparea cu MgO produce micșorarea pierderilor în ghid și permite funcționarea mai bună a laserului în regim continuu într-un singur mod transversal. Montajul experimental utilizat pentru măsurarea caracteristicilor de putere a laserului de tip $\text{Nd}^{3+}:\text{LiNbO}_3$ este prezentat în fig. 7. 34.

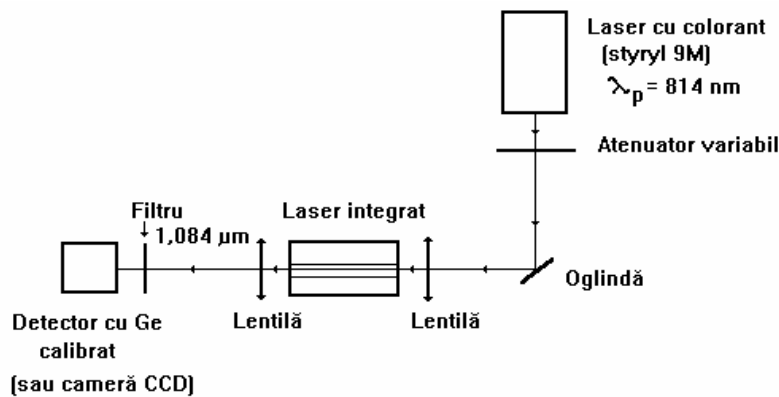


Fig. 7. 34. Schema dispozitivului experimental utilizat pentru măsurarea caracteristicilor de putere a laserelor integrate.

Laserul ghidat de tip $\text{Nd}^{3+}:\text{LiNbO}_3$ a fost pompat cu ajutorul unui laser cu colorant, iar detecția a fost făcută cu un detector cu germaniu sau cu o cameră CCD. Într-un astfel de ghid de 12 mm lungime și având celelalte caracteristici constructive prezentate în lucrarea 91 % din puterea de pompaj cuplată a fost absorbită. Ținând seama de valorile reflectivităților oglinzilor (90 %) și a pierderilor totale din cavitate $\delta_t=0,525$ se poate

calcula puterea de pompaj la prag obținându-se valoarea $P_{p,abs}^P = 1,34$ mW. Această valoare este foarte apropiată de cea măsurată experimental așa cum se poate vedea din figura 7. 35 în care este prezentată dependența puterii laserului la ieșire P_e funcție de puterea cuplată în ghid P_c . De asemenea eficiența η_i pentru o față a acestui de 14 % este în bună concordanță cu cea obținută experimental de 13 %.

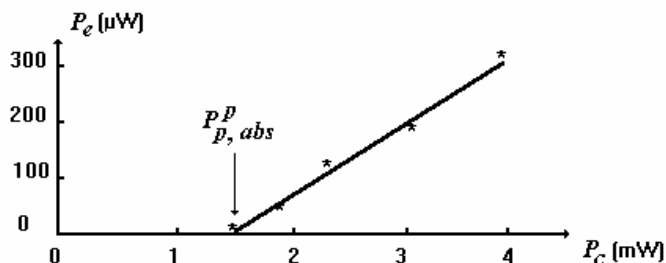


Fig.7. 35. Caracteristicile de putere ale laserului de tip $\text{Nd}^{3+}:\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ obținut prin schimb protonic.

Îmbunătățind calitatea ghidului obținut prin schimb protonic ($A_{ef} = 11 \mu\text{m}^2$, $\tilde{\alpha}_s = 0,2$ dB/cm, $l = 1,05$ cm, lățimea ghidului $8 \mu\text{m}$) cât și a rezonatorului ($R_1 = 0,7$, $R_2 = 0,99$) performanțele laserului cresc.

În cazul utilizării unui laser ghidat de tip $\text{Nd}^{3+}:\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ (0,34 % Nd_2O_3 , 5 mol % MgO) de $6 \mu\text{m}$ lățime și $0,8$ cm lungime obținut prin difuzia Ti caracteristicile de putere sunt prezentate în fig. 7. 36.

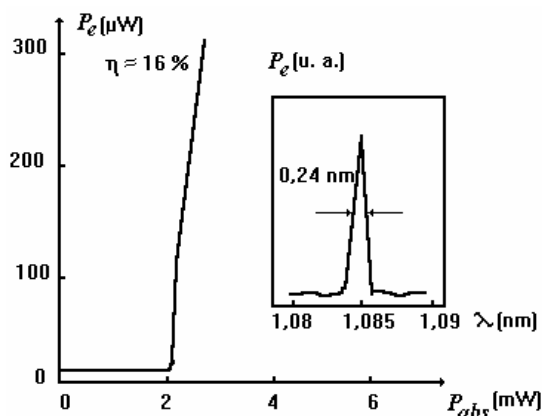


Fig. 7. 36. Caracteristica de de putere a laserului de tip $\text{Nd}^{3+}:\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ obținut prin difuzia Ti. În chenar este prezentată dependența densității spectrale de putere de lungimea de undă a emisie laser la $P = 3P_p$.

În acest caz s-a folosit pentru pompaj o diodă laser ($\lambda_p = 814,6$ nm), semnalul având $\lambda_s = 1084$ nm. Puterea de pompaj la prag măsurată experimental (fig. 7. 7.36) este $P_{p,abs}^P = 2,1$ mW, iar cea evaluată teoretic are valoarea de $1,7$ mW, diferența fiind atribuită

reflectivităților măsurate mai mici ale modurilor precum și incertitudinilor în determinarea ariei efective de pompaj.

7.6. Aplicații ale laserelor

7.6.1. Telecomunicații optice

Aplicațiile practice ale laserelor sunt multiple, printre cele mai importante putând fi amintite cele în domeniile: fizicii (spectroscopie optică cu înaltă putere de rezoluție, surse optice, fuziunea nucleară etc.), telecomunicațiile optice (prin fibre și cabluri optice, comunicații în spațiul liber), medicină (chirurgie și tratamente cu laser), chimie, procesarea semnalelor, uzinaj fonic etc.

Posibilitatea aplicării rezultatelor cercetărilor din domeniile opticii și electronicii în *telecomunicațiile optice* a impulsat în ultimii douăzeci de ani atât investigațiile teoretice cât și cele experimentale asupra fibrelor și a ghidurilor optice de undă. Prin doparea ghidurilor optice cu ioni pământurilor rare s-au fabricat dispozitive active și de asemenea componente cu pierderi zero, care până acum erau în mod tradițional clasificate ca pasive (în care pierderile de inserție și la propagare sunt compensate de câștigul rezultat într-o zonă activă unde semnalul este amplificat). Pe baza tehnologiilor actuale este posibilă realizarea și integrarea pe același substrat atât a componentelor active (lasere, amplificatori optici) cât și a celor pasive (filtre, modulatori, cupluri, comutatori optici etc.) care permit generarea și procesarea semnalelor optice.

Odată cu perfecționarea tehnologiilor de fabricare a fibrelor optice cu pierderi mici, obținute din siliciu, mase plastice și respectiv a ghidurilor optice de undă o largă dezvoltare au căpătat-o în ultimii ani *transmișiile optice ghidate*. În ultimul timp un rol tot mai important în telecomunicațiile optice îl joacă cele pe bază de *solitoni*, noțiunea de soliton fiind introdusă în propagarea undelor luminoase pornind de la analogia cu valurile (unde mecanice) care apar pe suprafața unei mări de Tosiya Taniuti la începutul anilor 1960.

Cupluri optice integrați. Ghiduri de undă cuplate. În cazul când o structură ghidată este perturbată, de exemplu datorită prezenței unei rețele sau a unui alt ghid apropiat, soluțiile ecuațiilor Maxwell devin adesea foarte dificil de obținut. Două ghiduri optice de undă sunt *cuplate* dacă între acestea se asigură un transfer maxim de energie. În cazul perturbațiilor slabe, câmpurile în structura perturbată pot fi descrise printr-o superpoziție a soluțiilor câmpurilor corespunzătoare structurii originale neperturbate, care pot fi determinate relativ simplu. Această aproximație stă la baza *formalismului modurilor cuplate*. Pe baza acestui formalism amplitudinile câmpurilor sunt descrise de un set de ecuații diferențiale cuplate. Dacă materialul din care este confecționat ghidul este liniar și ecuațiile diferențiale sunt liniare. Deși există cazuri în care setul de ecuații diferențiale cuplate poate prezenta o soluție analitică, în general, pentru rezolvarea acestora trebuie utilizate tehnici numerice.

Cupluri direcționale. Un *cuplor optic* se numește *direcțional* dacă transmite lumina în mod preferențial într-o anumită direcție. Pentru a pune în evidență cuplajul direcțional se consideră două ghiduri optice de undă *a* și *b* (fig. 7. 37).

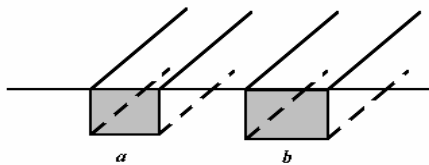


Fig. 7. 37. Cuplarea a două ghiduri a și b pentru a forma un ghid compus c .

Dacă cele două ghiduri a și b din fig. 7. 37 sunt suficient de apropiate câmpul din fiecare ghid este influențat de prezența celui din ghidul vecin. Sistemul celor două ghiduri poate fi considerat ca un *ghid compus* c care suportă un set de moduri e_{ci} . Câmpul E_c al structurii compuse c poate fi scris ca o suprapunere a acestor moduri. Această descompunere modală dă o descriere exactă a câmpului E_c dacă toate modurile, inclusiv cele radiante, sunt luate în considerare. Pe de altă parte sistemul c poate fi considerat de asemenea ca fiind format din două *ghiduri cuplate*. În acest caz ghidul a este perturbat de ghidul vecin b și invers. Aceste perturbații determină un schimb de energie între ghidurile a și b . Câmpul E_c corespunzător structurii compuse c poate fi aproximat printr-o suprapunere a modurilor e_{am} și e_{bm} care caracterizează ghidurile originale a , b :

$$E_c = \sum_m A_m(z) e_{am} \exp[i(\omega t - \beta_{am} z)] + \sum_n B_n(z) e_{bn} \exp[i(\omega t - \beta_{bn} z)]. \quad (7.155)$$

Această aproximație permite calculul modurilor sistemului compus e_{ci} . Din cauza schimbului de energie dintre modurile ghidurilor a și b coeficienții dezvoltării variază cu distanța z de-a lungul structurii. Dacă ghidurile a și b sunt monomodale (7.155) devine:

$$E_c = A(z) e_a \exp[i(\omega t - \beta_a z)] + B(z) e_b \exp[i(\omega t - \beta_b z)]. \quad (7.156)$$

Înlocuind relația (7.157) în ecuațiile Maxwell $\left(\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \right)$, se

obține un sistem de două ecuații cuplate pentru amplitudinile undelor de forma:

$$\frac{dA}{dz} = -i \Delta \beta_a A - i k_{ab} B \exp[-i(\beta_a - \beta_b) z] \quad (7.157)$$

$$\frac{dB}{dz} = -i \Delta \beta_b B - i k_{ba} A \exp[i(\beta_a - \beta_b) z] \quad (7.158)$$

unde

$$k_{ab,ba} = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [n_c^2(x, y) - n_{b,a}^2(x, y)] [e_{a,b} \cdot e_{b,a}^*] dx dy \quad (7.159)$$

$$\beta_{a,b} = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [n_c^2(x, y) - n_{a,b}^2(x, y)] [e_{a,b} \cdot e_{b,a}^*] dx dy. \quad (7.160)$$

Pentru deducerea ecuațiilor (7.157), (7.158) s-a considerat că amplitudinile undelor variază puțin cu distanța de propagare (cuplaj slab) și s-au neglijat derivatele de ordinul doi. Funcția $n_c(x, y)$ din relațiile (7.159), (7.160) reprezintă distribuția indicelui de refracție corespunzătoare ghidului compus c , iar $n_a(x, y)$ și $n_b(x, y)$ cele ale ghidurilor inițiale a și b . Coeficienții de cuplaj k_{ba} și k_{ab} determină transferul energiei între cele două ghiduri. Considerând că unitatea de putere la intrarea în ghidul a este $|A(0)|^2 = 1$, iar în ghidul b , $|B(0)|^2 = 0$, în urma integrării numerice a sistemului de ecuații diferențiale (7.157), (7.158) se poate obține dependența de lungime (L) a puterilor la ieșirea din ghid (fig. 7. 38). Se observă că în cazul *sincron* ($\beta_a = \beta_b$) există un transfer

total de putere între ghiduri pentru o lungime de cuplaj $L_c = \frac{\pi}{2k}$ (cu $k_{ba} = k_{ab} = k$). În cazul *asincron* ($\beta_a \neq \beta_b$) nu există transfer total de putere între ghiduri așa cum se poate observa din figura 7. 39. Formalismul cuplării modurilor poate fi folosit pentru analiza cuplorilor direcționali dar și a sistemelor multighid.

În cadrul dispozitivelor optoelectronice integrate cuplorii direcționali constituie elemente fundamentale.

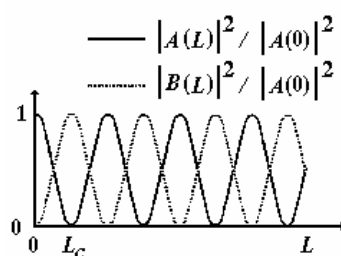


Fig. 7. 38. Puterea transferată între două ghiduri optice de undă cuplate sincron funcție de lungime (L).

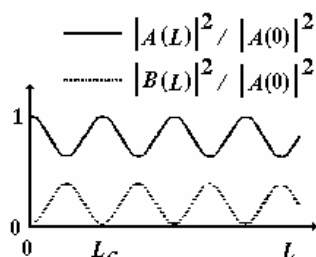


Fig. 7. 39. Puterea transferată între două ghiduri optice de undă cuplate asincron funcție de lungime (L).

În practică cuplorii direcționali sunt confecționați din două ghiduri optice de lățime d , curbate în formă de S , R fiind raza de curbură și apropiate până la o anumită distanță s care să permită schimbul de energie pe o porțiune din lungimea lor numită și *lungime de cuplaj (interacție)* l , porturile de intrare (1, 2) și respectiv de ieșire (1', 2') fiind separate (fig. 7. 40).

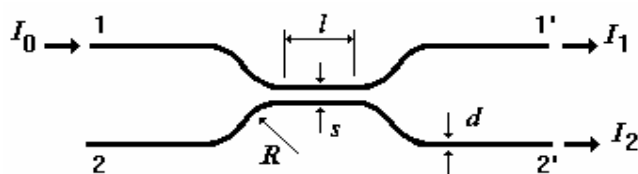


Fig. 7. 40. Schema unui cuplor direcțional.

În cazul unor ghiduri îngropate în substrat de siliciu având lungimea de 20 mm caracterizate printr-o diferență relativă a indicilor de refracție (Δ) mică (aproximativ 7 %) și o rază de curbură de 50 mm pierderile totale sunt de 0,3 dB, cu 0,1 dB mai mult decât cele corespunzătoare ghidurilor perfect liniare. Pierderile datorită curbării ghidurilor cresc

foarte mult o dată cu micșorarea razei de curbură. Pentru a obține cupluri direcționale cu lungimi mici trebuie mărită diferența relativă a indicilor de refracție.

O mărime ce caracterizează cuplorii direcționali este *raportul puterilor cuplate*, η definit cu ajutorul relației:

$$\eta = \frac{I_2}{I_1 + I_2} = \sin^2\left(\frac{\pi l}{2L}\right) \quad (7.161)$$

unde L este lungimea corespunzătoare unui cuplaj perfect între ghiduri. Ținând seama de dimensiunea razei de curbură a ghidurilor în formă de S , relația (7.161) devine:

$$\eta = \sin^2\left(\frac{\pi l + \Delta l}{2L}\right) \quad (7.162)$$

unde Δl reprezintă *mărirea efectivă a lungimii de interacție* datorită curbării ghidurilor. Mărimile L și Δl pot fi determinate din dependența raportului puterilor de cuplaj funcție de lungimea de interacție l cu ajutorul metodei celor mai mici pătrate. Lungimea corespunzătoare unui cuplaj perfect între ghiduri crește odată cu mărirea distanței dintre ghiduri ajungând la o valoare de aproximativ 2,5 mm pentru $s = \mu\text{ m}$ în cazul unei radiații având lungimea de undă de 1,55 $\mu\text{ m}$. Ținând seama de caracteristicile experimentale ale cuplorilor direcționali se pot fabrica cupluri de 3 dB de tipul interferometrelor Mach-Zehnder simetrice.

Interferometre integrate. Interferometrul Mach-Zehnder integrat simetric

Interferometrul Mach-Zehnder simetric prezentat schematic în fig. 7. 41 este format din doi cupluri direcționali legați prin două ghiduri a căror lungimi sunt egale.



Fig. 7. 41. Interferometrul Mach-Zehnder simetric.

În cazul interferometrelor Mach-Zehnder simetrice formate din ghiduri îngropate în substrat de siliciu pentru a obține efectele de comutare și modulația luminii se încălzește local filmul subțire cu ajutorul unui încălzitor, rezultând o deplasare a fazei datorită variației indicelui de refracție cu temperatura. Pentru ghiduri optice având ca substrat siliciul variația indicelui de refracție cu temperatura este $\frac{\Delta n}{\Delta T} = 10^{-5}$. De exemplu, în cazul

unui ghid cu lungimea de 5 mm care este încălzit cu 30⁰ C lungimea drumului optic pentru o radiație cu lungimea de undă 1,5 $\mu\text{ m}$ variază cu 1,5 $\mu\text{ m}$, iar faza se deplasează cu 2π .

Încălzitorul este de fapt un film subțire din crom (obținut în urma evaporării unui strat de 20 $\mu\text{ m}$ sub acțiunea unui fascicul de electroni) având lungimea de 5 mm, grosimea de 300 nm și lățimea 12 $\mu\text{ m}$. Rezistența încălzitorului este de 240 Ω , iar între brațele interferometrului este o distanță de 250 $\mu\text{ m}$. Dacă raportul puterilor cuplate pentru fiecare cuplor direcțional din fig. 7. 41 este k și deplasarea fazei datorită încălzirii filmului este Φ , atunci puterile la ieșire sunt date de relațiile:

$$\frac{I_1}{I_0} = (1 - 2k)^2 \cos^2\left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right) \quad (7.163)$$

$$\frac{I_2}{I_0} = 4k(1 - k) \cos^2\left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right). \quad (7.164)$$

În cazul când $k=1/2$, cuplorii se mai numesc și de 3 dB, iar interferometrul acționează ca un comutator optic a cărui extincție este infinită. În anumite condiții interferometrul Mach-Zehnder simetric poate acționa și în regim de cuplor acordabil.

Raportul puterilor cuplate în cazul interferometrului Mach-Zehnder simetric $\left(\frac{I_2}{I_1 + I_2}\right)$

corespunde exact valorii de 3 dB. Perioada transmisiei interferometrului Mach-Zehnder simetric variază proporțional cu puterea aplicată încălzitorului, așa cum se poate vedea și în figura 7. 42 a), b), c).

Puterea necesară schimbării transmisiei de la valoarea maximă la cea minimă (sau invers) respectiv deplasării fazei cu π radiani este de 0,78 W. Din figura 7. 42 a) se observă că atunci când $k=0,55$ cuplorul direcțional acționează ca unul de tip 3 dB, extincția fiind de 17 dB. În cazul când $k=0,67$ (fig. 7. 42 b)) extincția este de 8,2 dar raportul puterilor cuplate poate fi acordat exact la valoarea de 3 dB prin aplicarea unei puteri de 0,88 W încălzitorului. Dacă $k=0,067$ (fig. 7. 42 c)), valoare care nu satisface relația (7.12), raportul puterilor cuplate nu mai corespunde valorii de 3 dB. Interferometrul Mach-Zehnder simetric fabricat din ghiduri îngropate în substrat de siliciu în anumite condiții experimentale poate acționa și ca un comutator optic cu pierderi mici, prezentând avantajul că poate opera independent de polarizarea luminii. De asemenea, acesta mai poate fi folosit ca un cuplor direcțional acordabil, raportul puterilor cuplate putând fi ajustat exact la valoarea de 3 dB. Aceste funcțiuni ale interferometrului Mach-Zehnder simetric fac posibilă aplicarea lui în comunicațiile optice.

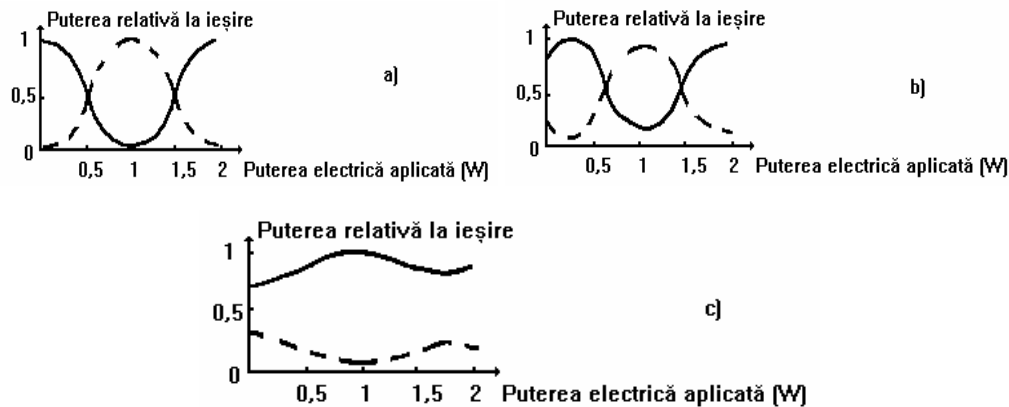


Fig. 7. 42. Dependența puterii relative la ieșire de puterea aplicată încălzitorului în cazul interferometrului Mach-Zehnder simetric pentru diferite valori ale raportului puterilor cuplate k : a) $k=0,55$, b) $k=0,67$, c) $k=0,067$. Curba continuă corespunde puterii la ieșirea din portul 1', iar cea discontinuă celei la ieșirea din portul 2' (fig. 7. 41).

Interferometrul Mach-Zehnder integrat asimetric. Interferometrul Mach-Zehnder asimetric prezentat schematic în fig. 7. 43 este format din doi cupluri direcționali legați prin două ghiduri a căror lungimi diferă cu mărimea ΔL . Un astfel de interferometru poate acționa ca multiplexor sau demultiplexor pentru sistemele de transmisie optică bazate pe

multiplexarea prin divizarea frecvenței, având un ecart de frecvență pentru un canal de ordinul GHz. Pentru interferometrul Mach-Zehnder asimetric prezentat în fig. 7. 43 transmisiile T_t , T_c de la portul 1 la portul 1', respectiv de la 2 la 2' se exprimă cu ajutorul relațiilor:

$$T_t = \sin^2(Kv) \quad (7.165)$$

$$T_c = \cos^2(Kv) \quad (7.166)$$

unde $K = \frac{\pi n \Delta L}{c}$, ΔL reprezintă diferența dintre lungimile brațelor celor două ghiduri optice (I și II), n este indicele de refracție al ghidului, v este frecvența luminii cuplate în ghid, iar c este viteza luminii.

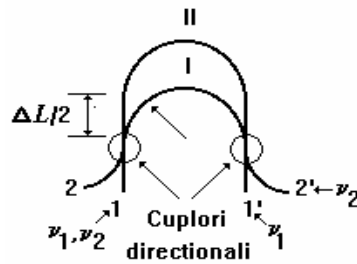


Fig. 7. 43. Interferometrul Mach-Zehnder asimetric.

Dacă două unde luminoase având frecvențele v_1 și respectiv v_2 care verifică relațiile: $Kv_1 = (m + 1)\pi, Kv_2 = m\pi$, m fiind întreg, sunt cuplate (multiplexate) în portul 1 atunci $T_t = 1$ pentru semnalul cu frecvența v_1 și $T_c = 1$ pentru semnalul cu frecvența v_2 . Ecartul de frecvență $\Delta v = v_1 - v_2$ dintre maximul și minimul curbei de transmisie

este $\frac{\pi}{2K} = \frac{c}{2n\Delta L}$. Astfel, $\Delta v = 5$ GHz pentru $n = 1,47$ și $\Delta L = 2,04$ cm. Deci, două unde

luminoase ale căror frecvențe diferă cu o cantitate de ordinul GHz pot fi demultiplexate. Dacă două unde luminoase sunt cuplate în porturile 1' și respectiv 2' atunci acestea pot fi multiplexate, semnalul rezultat obținându-se în sens invers în portul 1.

Pentru a reduce efectul cuplajului parazit dintre circuitele de comunicații se poate utiliza un interferometru Mach-Zehnder modificat ca și cel din fig. 7. 44 în care cei doi cupluri direcționali din fig. 7. 43 sunt înlocuiți de două interferometre Mach-Zehnder simetrice care acționează ca niște cupluri acordabili, deci raportul puterilor cuplate poate fi acordat exact pe valoarea de 3 dB. În acest caz degradarea efectului de cuplaj parazit dintre circuitele de comunicații poate fi datorată deviației mici a raportului puterilor cuplate în cupluri de la valoarea de 3 dB. Pentru a demultiplexa patru radiații luminoase se poate utiliza un multiplexor/demultiplexor cu patru canale obținut prin legarea în serie a unui interferometru Mach-Zehnder asimetric având diferența dintre lungimile brațelor ghidurilor de $2\Delta L$ cu alt interferometru Mach-Zehnder asimetric având diferența dintre lungimile brațelor ghidurilor de ΔL , așa cum este prezentat în fig. 7. 45.

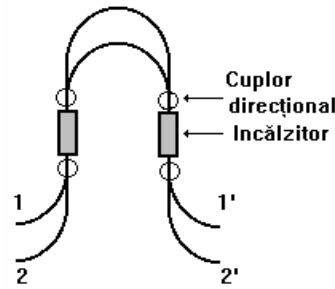


Fig. 7. 44. Schema multiplexorului/demultiplexorului pentru sistemele de transmisie optică bazate pe multiplexarea prin divizarea frecvenței folosit pentru a reduce efectul cuplajului parazit dintre circuitele de comunicații.

Multiplicând acest procedeu au fost obținuți de exemplu multiplexori/demultiplexori cu 16 canale caracterizați printr-un ecart al frecvenței pentru un canal de 10 GHz, pierderi totale de 5 dB și un cuplaj parazit total mai mic decât 10 dB.

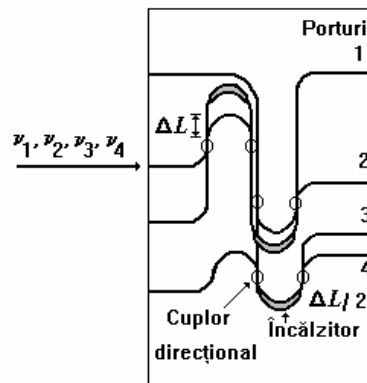


Fig. 7. 45. Schema unui multiplexor/demultiplexor cu 4 canale.

Modulatori electrooptici integrați. În sistemele de telecomunicații prin *modulația luminii* se înțelege operația în care informația se suprapune peste semnalul de înaltă frecvență (purtătoarea optică) care este adaptată cel mai bine canalului de transmisie (fibra optică). Prin modulație (în sens mai larg) are loc (sub acțiunea semnalului exterior) variația unuia din parametrii care caracterizează semnalul de înaltă frecvență: amplitudine, fază, polarizare etc. Semnalul exterior poate fi de natură electrică, (în cazul modulației electrooptice), acustică (în cazul celei acustooptice), etc.

Modulatorii electrooptici realizați în ghidurile optice de undă joacă un rol foarte important în telecomunicații. Aceste tipuri de modulatori pot fi integrați ușor în sistem cu ajutorul fibrelor optice. Funcționarea modulatorilor electrooptici se bazează pe *efectul Pockels* care constă în modificarea indicelui de refracție a unui mediu (ghid optic) prin aplicarea unui câmp electric exterior.

Prin aplicarea câmpului electric se induce o serie de efecte care se manifestă în mod combinat: a) efectul electrooptic care este de natură electronică, b) efectul piezoelectric care modifică densitatea materialului și deci indicele de refracție, c) variația indicelui de refracție efectiv rezultat în urma modificării dimensiunilor ghidului optic. Deci, prin aplicarea unui câmp electric proprietățile optice ale mediului se modifică.

Sistemul de comunicații optice. Scopul oricărui *canal de comunicații* este de a transmite informații pe o anumită distanță. Performanțele canalului de comunicații sunt determinate atât de distanța la care se pot transmite informațiile fără repetori intermediari, cât și de

cantitatea de informații transmisă și de lipsa erorilor. Aceste caracteristici sunt determinate de natura informației și de modul în care aceasta este cuantificată.

Schema bloc generală a unui canal de comunicații optice formată dintr-un *emițător* și un *receptor* este identică ca formă cu cea din sistemul de comunicații radio și este prezentată în fig. 7. 46. Diferența constă în faptul că frecvența purtătoarei optice este cu câteva ordine de mărime mai mare decât cea utilizată în sistemul de comunicații prin unde radio sau microunde. În cazul general informația implică existența unor parametri fizici care variază continuu în timp și pot lua orice valoare într-un anumit domeniu (de exemplu presiunea undelor sonore care caracterizează vorbirea sau intensitatea luminoasă a unei imagini optice). Traductorii convertesc informația într-un semnal electric care variază continuu, semnalul numindu-se în acest caz analog (de exemplu microfoanele sau camere TV). Există însă și semnale discrete ca de exemplu literele unei pagini care sunt entități individuale și pot fi transmise ca entități discrete la anumite momente discrete de timp. De asemenea, informația se poate prezenta și sub formă discretă care să varieze continuu în timp sau eșantionată într-un anumit domeniu de valori dar numai la anumite momente discrete de timp.

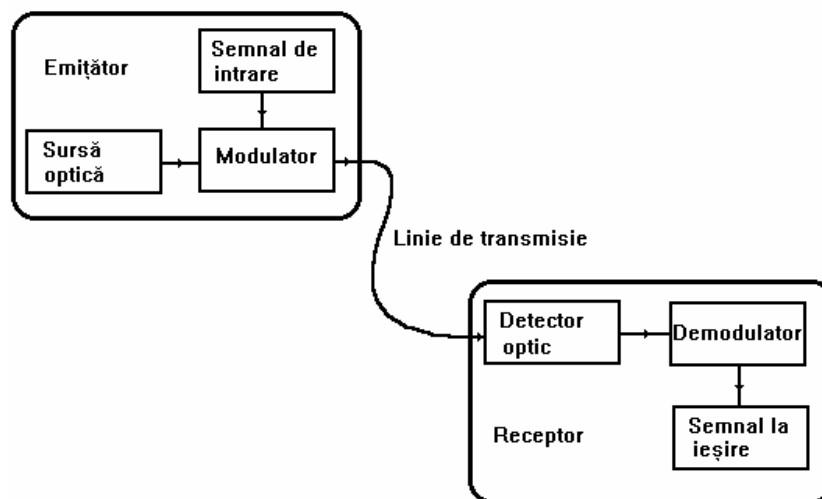


Fig. 7. 46. Schema bloc a unui canal de comunicații optice.

În oricare din aceste patru cazuri prezentate informația poate fi cuantificată într-o secvență de semnale digitale binare discrete (*biți*) care să o caracterizeze în întregime. Numărul de biți necesari pentru a caracteriza informația în forma ei originală este o măsură a cantității de informație care se vehiculează.

Structura sistemului de comunicații optice. Componentele de bază ale sistemului de comunicații optice prezentat în fig. 7. 46 sunt:

- sursa optică,
- dispozitivul pentru modularea semnalului optic la ieșirea din sursă cu semnalul care trebuie transmis,
- mediul de transmisie,
- fotodetectorul care transformă semnalul optic în semnal electric,
- dispozitivele electronice pentru amplificarea și procesarea semnalelor în vederea obținerii semnalului transmis.

În cazul utilizării ca mediu de transmisie a fibrelor optice numai laserele și diodele semiconductoare luminescente (LED-urile), ca surse optice, sunt compatibile cu acest sistem și fotodiodele semiconductoare ca detectori.

Există mai multe combinații posibile ale surselor și respectiv ale detectorilor care sunt compatibile cu sistemul optic de transmisie a informației prin fibre optice.

Lărgimea benzii semnalului transmis este determinată de:

- viteza la care sursa poate fi modulată,
- modulator însuși,
- mediul de transmisie,
- detector,
- componentele receptorului.

În practică LED-urile pot fi modulate fără dificultăți până la frecvențe de ordinul 100 MHz, iar laserele până la 1 GHz.

Semiconductorii p-i-n și diodele în avalanșă prezintă răspuns la semnale modulate în frecvență de aproximativ 10 GHz. Întrucât fibrele optice acționează ca medii dispersive acestea sunt caracterizate mai bine de produsul dintre lărgimea benzii și distanță. Acesta este cuprins între 10 MHz.km și 100 GHz.km depinzând de tipul fibrei și de caracteristicile sursei folosite (cap. 4). Coeficientul de absorbție în cazul fibrelor optice cu pierderi scăzute este de aproximativ 0,2 dB/km.

Montaje experimentale utilizate pentru transmisia informației prin fibre optice. Până recent, metoda clasică de compensare pentru pierderile de-a lungul liniei de transmisie a implicat folosirea repetitorilor. Repetitorul este un dispozitiv bazat pe tehnologia hibridă ce include ambele componente, electronică și optică. Acesta detectează semnalul luminos, egalează unda sau emite un puls electronic și apoi regenerează semnalul optic modulat care este apoi reinjectat în fibră. Capacitatea rețelei sau lungimea liniei de transmisie care utilizează acest tip de repetitor este limitat de caracteristicile componentelor electronice. Începând cu ultimul deceniu, repetorii pierd teren în fața fibrelor optice amplificatoare, mult mai rentabile decât repetorii.

De asemenea, în aceeași perioadă de timp, sistemele clasice de comunicații s-au dovedit a fi învechite pentru transmisia la distanță, continuând totuși, să fie folosite în rețelele locale de telecomunicații. Aceste sisteme au fost înlocuite cu cele din generația a II-a ce utilizează fibră monomod și surse având lungimile de undă cuprinse între 1300 nm ÷ 1500 nm, care asigură capacitate mai mare de transmisie și mai puțini repetori. Sistemele cu fibră monomod au început să joace un rol primordial în comunicațiile pe uscat sau submarine, așa cum se poate observa și în fig. 7. 47.



Fig. 7. 47. Rețea transoceanică de cabluri optice.

În anul 1996 a fost realizată prima rețea telefonică transatlantică cu lungimea totală de 12 239 km care conține 140 de repetori optici care leagă două orașe din Statele Unite

ale Americii (Green Hill-Rhode Island, Shirley-New York) și alte două din Europa (Lands End din Anglia, Penmarc'h din Franța) în care amplificarea semnalului având lungimea de undă $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ se face cu ajutorul unor amplificatori fabricați în fibre optice dopate cu Er (fig. 7. 48). Semnalul având puterea de intrare P_{in} mică este cuplat cu ajutorul unui cuplor direcțional selectiv în domeniul lungimilor de undă (în sens contrar undei incidente) cu radiația unui laser de pompaj cu $\lambda=1,48 \mu\text{m}$. Fibra folosită pentru transmisia propriu-zisă este sudată cu o alta dopată cu Er (având lungimea de 10 m) care realizează amplificarea semnalului ($P_{ies} = gP_{in}$, unde g este câștigul optic). Izolatorul optic împiedică propagarea undei reflectate (care a fost amplificată) în sens contrar celei incidente. Această rețea este capabilă să asigure un trafic de 10 Gb/s.

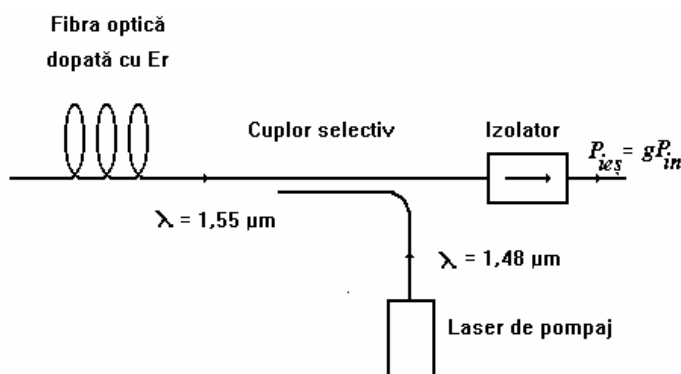


Fig. 7. 48. Amplificatorul cu fibră optică dopată cu Er.

În zilele noastre deși costul pentru producerea fibrelor amplificatoare dopate cu Er este relativ ridicat potențialul de transmisie este foarte mare. De asemenea, costul fibrelor amplificatoare dopate cu Er este scăzut în raport cu repetoarele clasice și în plus au un zgomot redus de 3,1 dB ÷ 5,3 dB în comparație cu 7 dB ÷ 10 dB al dispozitivelor clasice. Un sistem optic de transmisie a informației cu amplificatori optici des utilizat în practică este reprezentat schematic în fig. 7. 49.

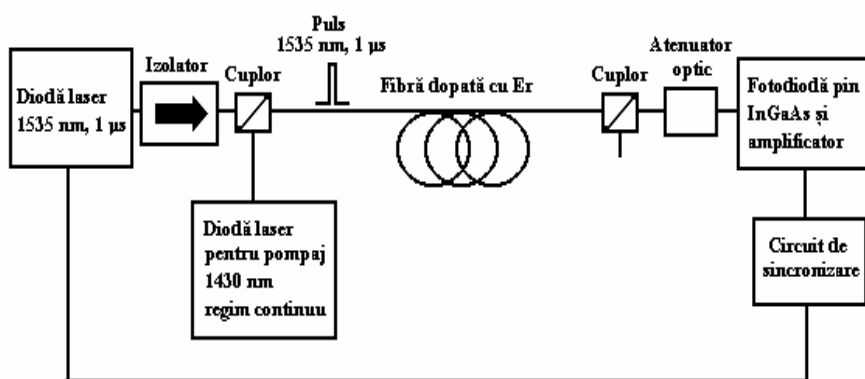


Fig. 7. 49. Configurația unui sistem de comunicații cu fibră dopată cu Er³⁺.

7.6.2. Senzori optici

Utilizarea fibrelor pentru fabricarea senzorilor optici prezintă multiple avantaje:

1. Lărgimea benzii. Viteza de transmisie a datelor prin fibrele optice este mai mare decât prin cablul coaxial pentru că viteza semnalelor luminoase este mai mare decât a celor electronice. De asemenea și dispersia semnalelor luminoase în sticlă este mai mică decât cea corespunzătoare semnalelor electronice în cablu.

2. Pierderi scăzute ale puterii optice. Din cauza pierderilor mici, în cazul fibrelor optice este posibilă realizarea unor transmisii de date la distanță mare fără să fie necesară utilizarea amplificatorilor. De exemplu în cazul utilizării unor surse (diode laser) care emit în domeniul infraroșu apropiat al spectrului optic (≈ 1300 nm) și a unor fibre multimodale cu pierderi mici ($\approx 0,7$ dB / km) utilizarea amplificatorilor se impune numai pentru distanțe mai mari de 30 km.

3. Absența interferențelor. Întrucât în cazul sistemelor digitale este necesară utilizarea unor semnale cu calități deosebite, acestea pot fi afectate de interferențele electromagnetice sau de cele determinate de *zgomotul* produs de motoare.

4. Securitate. În comparație cu cablul de cupru, fibrele optice sau din plastic întrucât sunt izolatori nu radiază energie la frecvențe înalte acest fapt asigurând o securitate totală. Sunt inerți din punct de vedere chimic și biologic.

5. Greutate și dimensiuni reduse. Greutatea redusă a fibrelor optice joacă un rol deosebit de important în cazul utilizării lor mai ales la fabricarea senzorilor de mici dimensiuni. De asemenea, utilizarea senzorilor fabricați cu fibre optice care au dimensiuni de câțiva microni permite efectuarea de măsurători în regiuni de dimensiuni mici (punctuale).

6. Siguranța. Întrucât fibrele optice nu conduc electricitate, nu produc scântei și nu se aprind ușor acestea sunt foarte des utilizate în uzinele chimice sau în medii care conțin vapori ușor inflamabile.

În ultimii ani senzorii fabricați cu fibre optice (*Fibre Optic Sensor-FOS*) au fost subiectul unor mari eforturi de cercetare. Senzorii de acest tip oferă multe avantaje față de tehnicile de detectare (sensing) conventionale, incluzând o sensibilitate mare la măsurarea unor parametri fizici (ca de exemplu temperatura, presiunea, vibrațiile etc.). Senzorii cu fibră optică sunt construiți din materiale dielectrice, deci pot fi utilizați la tensiune mare, câmp electric și magnetic având valori ridicate, temperatură mare etc. Schema bloc a unui senzor cu fibră optică este ilustrat în fig. 7. 50. Componentele de bază sunt simple.

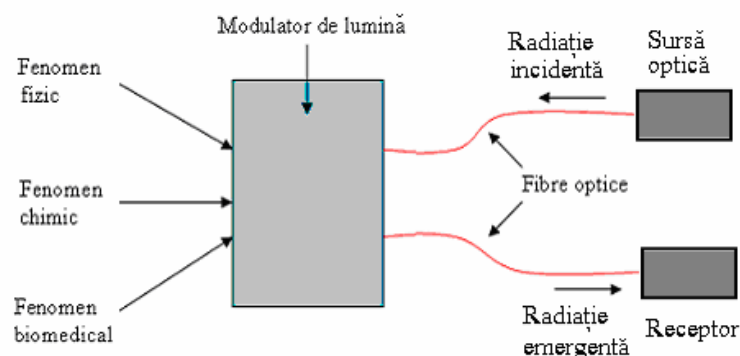


Fig. 7. 50. Schema bloc a senzorului cu fibră optică.

Lumina incidentă provenită de la o sursă optică este transmisă utilizând o fibră optică într-un dispozitiv (modulator) în care are loc modularea acesteia printr-un fenomen fizic, chimic sau biologic. Lumina modulată (emergentă) este transmisă înapoi tot printr-o fibră

optică la un receptor, detectată și demodulată. Receptorul poate fi astfel construit încât să existe o corelație unu-la-unu (one-to-one) între fenomenul studiat și semnalul demodulat.

Tipuri de senzori cu fibră optică. Senzorii cu fibră optică pot fi clasificați în mai multe categorii funcție de diverse criterii. Există o mare varietate de senzori cu fibră optică. Aceștia pot fi clasificați și după schema următoare:

1. *pe baza procesului de modulare și demodulare* un sensor poate fi numit ca fiind un sensor de intensitate, un sensor de fază, un sensor de frecvență sau un sensor de polarizare. Deoarece detectia fazei sau frecvenței în optică necesită tehnici interferometrice, acest tip de sensor poate fi numit sensor interferometric.

2. *din punct de vedere al detecției*, există tehnica interferometrică care implică detecția heterodină/detecția coerentă și respectiv incoerentă. Senzorii de intensitate sunt caracterizați de o detecție incoerentă. Avantajul senzorilor modulați în intensitate este construcția simplă și compatibilă cu tehnologia fibrelor multimod, în timp ce senzorii interferometrici cu detecție coerentă sunt mai complecși, dar oferă o mai bună sensibilitate și rezoluție. Din categoria senzorilor cu modulați în intensitate fac parte senzorii optici cu reflexie (*Optical Reflection Sensors*).

Senzorii interferometrici au avantajul că măsurătoarea este legată de o proprietate intrinsecă ca de exemplu viteza, lungimea de undă sau frecvența. Acești senzori sunt caracterizați în general de o construcție mai complexă decât senzorii de intensitate. Pentru a face măsurători cu acest tip de sensor este nevoie de o aliniere de mare precizie a componentelor optice ce constituie interferometrul. Într-o fibră monomod proprietățile coerente ale fascicului propagat sunt menținute, deci este posibil să se construiască un interferometru dintr-o singură fibră optică monomodală. Aceasta permite interconexiuni flexibile în sistemul de detecție al sensorului și elimină problemele legate de instabilitatea geometrică a interferometrelor conventionale. Lumina emisă de sursa optică (laser) este cuplată într-o fibră, apoi fascicul luminos este injectat în sensorul interferometric, iar în final acesta ajunge printr-o altă fibră optică la un detector optic, de obicei o fotodiodă, pentru procesarea semnalului (fig. 7. 51).

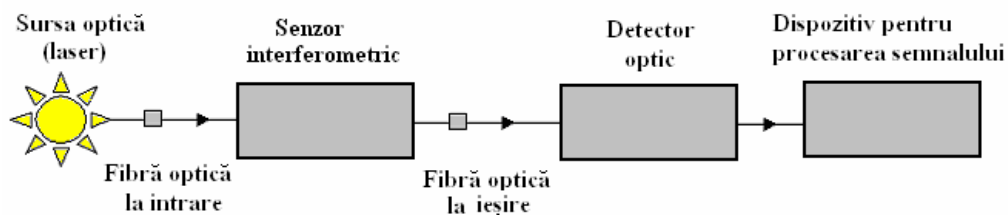


Fig. 7. 51. Schema bloc a unui sensor interferometric.

Ținând seama de aplicațiile lor senzorii cu fibră optică pot fi clasificați în:

1. *senzori fizici* (pentru măsurarea temperaturii, presiunii, etc.);
2. *senzori chimici* (de exemplu pentru măsurarea pH-ului, analiza unui gaz, studii spectrometrice);
3. *senzori bio-medicali* (de exemplu senzori spectroscopici biomedicali, senzori ce măsoară simultan pH-ul, CO_2 , O_2 , senzori ce monitorizează curgerea sângelui).

Ambii senzori, de tip intensitate și de tip interferometric, pot fi considerați ca făcând parte din oricare din aplicațiile de mai sus. Senzorii mai pot fi clasificați în *senzorii intrinseci* și respectiv *extrinseci*. Aceasta clasificare este considerată ca fiind cea mai generală. Un sensor este considerat intrinsec dacă se utilizează un mecanism traductor

(*sensing*) care face parte din fibra optică (fig. 7. 52 a)), partea relevantă ce servește ca senzor de obicei neputând fi distinsă de restul fibrei optice. Spre deosebire de acesta, un senzor este considerat extrinsec dacă se utilizează o fibră optică pentru a cupla lumina în senzorul propriu-zis și o altă fibră, identică sau nu cu prima, care este utilizată pentru a injecta lumina procesată la un sistem fotodetector (fig. 7. 52 b)). În tabelul 1 este prezentată o comparație între senzorul cu fibră optică intrinsec și cel extrinsec.

Senzorii cu fibră optică se pot clasifica și ținând cont de proprietățile luminii afectate de traductor. Astfel, există:

1. senzori interferometrici;
2. senzori cu modulația intensității;
3. senzori spectrometrici;
4. senzori polarimetrici.

Senzorii interferometrici cu fibră optică. Senzorii interferometrici cu fibră optică sunt senzorii cu faza modulată (*Phase-Modulated Sensors*). În general, în cazul unui senzor cu faza modulată folosește o sursă de lumina laser coerentă și două fibre optice monomodale. Fasciculul luminos este divizat și introdus în fiecare fibră optică. Dacă o fibră este perturbată în urma acțiunii unui factor extern (temperatură, presiune etc.) față de alta, atunci deplasarea fazei la acel moment poate fi detectată foarte precis.

Tabel 1.

Nr. crt.	Senzorul cu fibră optică extrinsec	Senzorul cu fibră optică intrinsec
1.	Aplicații la măsurarea: temperaturii, presiuni, curgerea și nivelul unui lichid.	Aplicații la măsurarea: rotațiilor, accelerației, tensiunii, presiunii acustice, vibrațiilor.
2.	Mai puțin sensibil.	Mult mai sensibil.
3.	Ușor de multiplexat.	Foarte dificil de multiplexat.
4.	Probleme la conectarea intrare/ieșire.	Probleme de conectare reduse.
5.	Ușor de utilizat.	Mai dificil de procesat semnalul demodulat.
6.	Mai puțin scump.	Mult mai scump.

Deplasarea fazei este detectată cu un interferometru. Interferometrele sunt instrumente utilizate pentru măsurători de înaltă precizie bazate pe fenomenul de interferență. Un fascicul de lumina este divizat în două sau mai multe fascicule prin reflexii și transmisii parțiale, iar aceste fascicule sunt suprapuse după ce parcurg drumuri distincte.

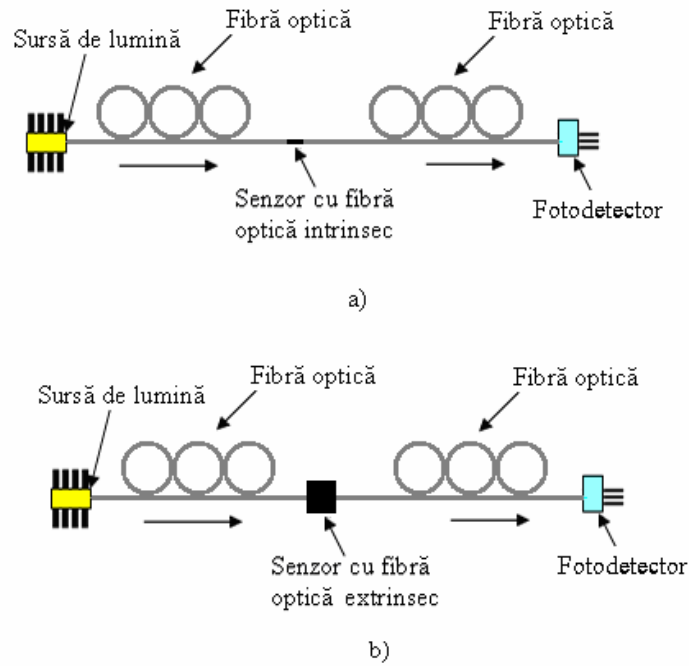


Fig. 7. 52 a), b). Schemele bloc ale senzorilor cu fibră optica de tip: intrinsec a) și extrinsec b).

Un senzor interferometric se bazează pe detectia variației fazei luminii ce iese dintr-o fibră optică monomodală. În cazul unei fibre variația fazei este dată de relația:

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_L + \Delta\Phi_n + \Delta\Phi_g \quad (7.167)$$

unde cei trei termeni de fază sunt datorati variațiilor lungimii, indicelui de refracție și ghidului. Variația fazei este convertită într-o variație a intensității luminii utilizând montaje interferometrice (Mach-Zehnder, Fabry-Pérot, Michelson sau Sagnac). Folosirea unei fibre optice sau a componentelor integrate optice poate furniza o mai bună stabilitate. Senzorii interferometrici cu fibră optică sunt cel mai des utilizați deoarece prezintă cele mai bune performanțe, aceștia fiind de mai multe tipuri: senzori acustici (hidrofoane), senzori de rotație, senzori de tensiune, de temperatură, chimici, biologici și o multime de alte tipuri de senzori. Faza luminii ce se propagă printr-o fibră optică de lungime l și constantă de propagare $\beta = k_0 \cdot n$, este:

$$\Phi = \beta \cdot l = k_0 \cdot n \cdot l, \quad (7.168)$$

iar variația fazei datorită unei perturbații, (de exemplu presiunea), poate fi scrisă sub forma:

$$\Delta\Phi = \beta\Delta l + l\Delta\beta = \beta\Delta l + l \left[k_0\Delta n + \frac{\partial\beta}{\partial a}\Delta a \right], \quad (7.169)$$

unde a reprezintă raza fibrei optice și n este indicele de refracție. Variația constantei de propagare datorită variației razei este foarte mică și poate fi neglijată. Variația indicelui de refracție datorată efectului fotoelastic este dată de relația:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{i,j} = \sum_{i,j} p_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (7.170)$$

unde p_{ijkl} reprezintă tensorul fotoelastic, iar ε_{kl} este tensiunea mecanică.

În continuare analiza poate fi generalizată și extinsă pentru a obține variațiile fazei induse într-o fibră optică datorită variației presiunii, temperaturii, tensiunii mecanice etc. Variațiile normalizate ale fazei în aceste cazuri pot fi scrise sub forma:

$$\frac{\Delta\Phi}{L} = \frac{\pi}{\lambda_0} \left[\frac{\lambda_0 a}{\pi} \cdot \frac{\partial\beta}{\partial a} - n^2(p_{11} - p_{12}) \right] \left[\frac{1 - \nu - 2\nu^2}{E} \right] \Delta P, \quad (7.171)$$

$$\frac{\Delta\Phi}{L} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[\left(n + \frac{\lambda_0 a}{2\pi} \cdot \frac{\partial\beta}{\partial a} \right) \cdot a + \frac{\partial n}{\partial T} \right] \Delta T, \quad (7.172)$$

$$\frac{\Delta\Phi}{L} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \left[1 - \frac{n^2}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} - p_{12})] - \frac{\lambda_0 \nu}{2\pi n} \cdot \frac{\partial\beta}{\partial a} \right] S, \quad (7.173)$$

unde L este lungimea fibrei optice, ΔP reprezintă variația presiunii hidrostatice, ρ_{11}, ρ_{12} sunt constante fotoelastice, ν reprezintă raportul Poisson, E este modulul lui Young, a este raza miezului fibrei optice, S este tensiunea mecanică, λ_0 reprezintă lungimea de undă în vid, n este indicele de refracție, ΔT este variația temperaturii, iar $\frac{\partial\beta}{\partial a}$ reprezintă rata de variație a constantei de propagare cu raza miezului fibrei optice. Într-un interferometru optic lumina modulată este detectată utilizând un fotodetector.

Printre cele mai cunoscute interferometre sunt: interferometrul Mach-Zehnder, interferometrul Michelson și interferometrul Fabry-Pérot.

Interferometrul Mach-Zehnder fabricat cu fibre optice. Schema bloc a interferometrului Mach-Zehnder fabricat cu fibre optice este prezentată în fig. 7. 53. Acesta este un senzor intrinsec bazat pe interferența dintre o undă modulată (*senzor*) și una referință. Fibra senzor este utilizată pentru a monitoriza perturbația. Fasciculul laser de ieșire este divizat utilizând un cuplor de 3 dB astfel încât 50% din lumină este injectată în interiorul fibrei senzor monomodală și 50% în fibra optică de referință. Fasciculul de lumină este recombinat utilizând un al doilea cuplor de 3 dB. Fasciculul combinat este detectat, iar apoi se măsoară deplasarea fazei. Deplasarea fazei rezultă ca urmare a variației lungimii și indicelui de refracție al fibrei senzor. Dacă lungimea fibrei optice de referință este aceeași cu lungimea fibrei senzor sau diferă printr-un număr întreg de lungimi de undă, fasciculele recombinate sunt exact în fază și intensitatea fasciculului astfel obținut este maximă. Mai mult, dacă cele două fascicule diferă cu $\frac{1}{2}$ din lungimea de undă în afara fazei, intensitatea fasciculului recombinat este minimă. O modulare de 100% corespunde la peste jumătate din lungimea de undă a luminii. Această sensibilitate permite detecția unor mișcări cu amplitudini mai mici de 10^{-13} metri.

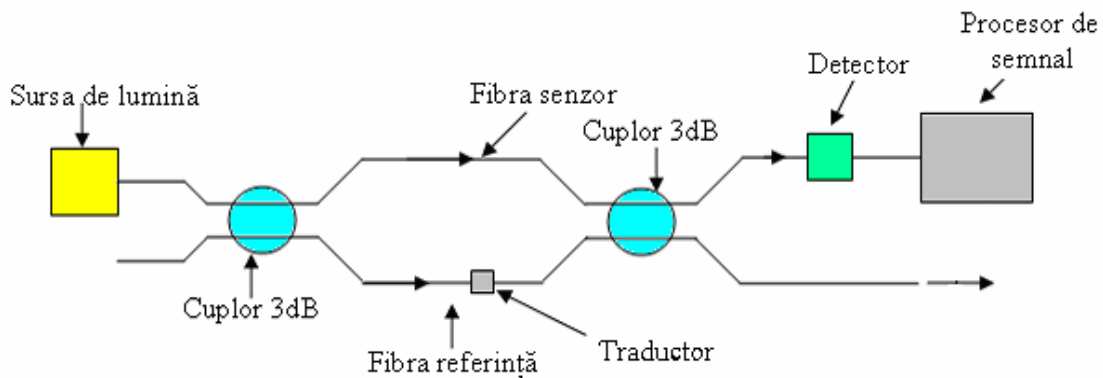


Fig. 7. 53. Schema bloc a interferometrului Mach-Zehnder fabricat cu fibre optice.

Interferometrul Michelson fabricat cu fibre optice. Configurația experimentală a interferometrului Michelson este prezentată în fig. 7. 54. Construcția acestui interferometru este asemănătoare cu cea a interferometrului Mach-Zehnder, diferența constând în faptul că se utilizează reflexia înapoi cauzată de fibrele optice ce au la capete oglinzi. Fasciculul laser coerent inițial este injectat în fibra sensor printr-un cuplor de 3 dB. Lumina provenită de la o sursă coerentă (laser) este divizată de un cuplor 3 dB și trimisă apoi la două fibre optice (fig. 7. 54). Capetele prevăzute cu oglinzi ale fibrelor optice referință și sensor ale interferometrului Michelson reflecta înapoi lumina la cuplor, unde este din nou divizată, iar o parte din acest semnal optic este trimis la un fotodetector.

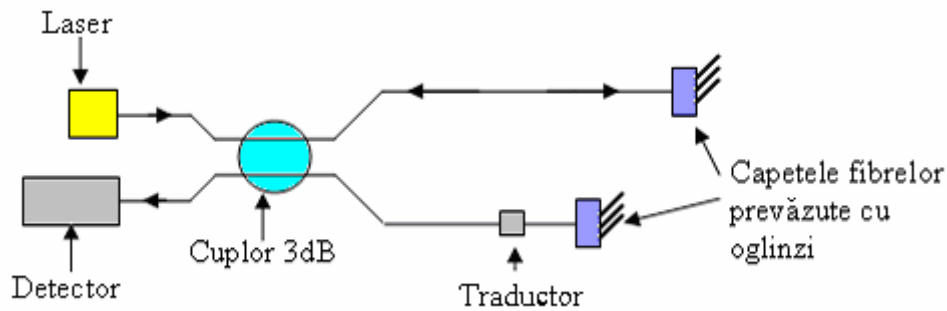


Fig. 7. 54. Schema bloc a interferometrului Michelson fabricat cu fibre optice.

Deși cele două unde de lumină care constituie acest semnal au o origine comună și au aceeași fază la ieșirea din cuplor după parcurgerea dus-întors a fibrelor optice referință și respectiv sensor între acestea există o diferență de fază $\Delta\Phi$, care este direct proporțională cu diferența dintre drumuri optice corespunzătoare:

$$\Delta\Phi = 2k(n_s L_s - n_r L_r), \quad (7.174)$$

unde k este constanta de propagare în spațiul liber, n_s este indicele de refracție al miezului fibrei optice sensor, n_r este indicele de refracție al fibrei optice de referință, iar L_s și L_r sunt lungimile fizice ale fibrei optice sensor, respectiv referință (măsurate de la cuplor la fiecare capăt prevăzut cu oglinzi). Factorul 2 din ecuația de mai sus provine de la faptul că fiecare cale optică este traversată de două ori.

Acest tip de senzor este utilizat în special la măsurarea vibrațiilor. În comparație cu interferometrul Mach-Zehnder interferometrul Michelson are avantajul că elimină unul din cuplurile de 3 dB, însă, prezintă dezavantajul (major) întrucât cuplorul trimite lumina atât la detector cât și la laser, reflexia fasciculului în laser fiind o sursă de zgomot, în special pentru sistemele de înaltă performanță.

Interferometrul Fabry-Pérot fabricat cu fibre optice. Construcția interferometrului Fabry-Pérot se bazează pe conceptele prezentate mai sus, dar implică numai o fibră de referință (fig. 7. 55). Interferența luminii rezultă în urma reflexiilor succesive ale fasciculului inițial. Fasciculul coerent injectat este parțial reflectat înapoi la laser (de obicei 95% reflectat, 5% transmis). Fasciculul transmis care intră în cavitatea interferometrică este parțial reflectat (95%) și parțial transmis (5%).

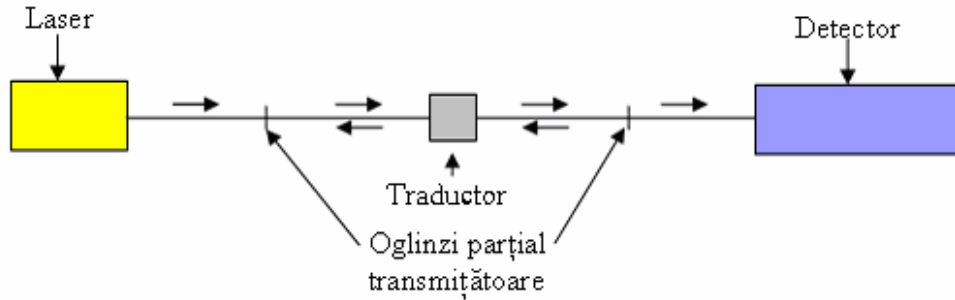


Fig. 7. 55. Schema bloc a interferometrului Fabry-Pérot fabricat cu fibre optice.

Din cele două fascicule 5% din lumina transmisă de prima oglindă 95% este reflectată de a doua oglindă și numai restul de 5% va ajunge la detector. Reflexiile succesive vor reduce intensitatea fasciculiului detectat cu aproximativ 10% (5% pierdut la fiecare din cele două reflexii pe ciclu). Trecherile multiple de-a lungul fibrei maresc diferenta de fază, rezultând o sensibilitate înaltă. În general un senzor Fabry-Pérot prezintă o sensibilitate de două ori mai în comparație cu alți senzori.

Probleme

P.7.1. Să se calculeze temperatura unui gaz format din atomi de cesiu, dacă se cunoaște că raportul intensității componentelor liniei de rezonanță (care este un dublet cu lungimile de undă $\lambda_1 = 8943,5 \text{ \AA}$, respectiv $\lambda_2 = 8521,1 \text{ \AA}$) are valoarea $\frac{2}{3}$. Se dau: viteza luminii $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, constanta Planck $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ și constanta Boltzmann $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$.

Rezolvare. În condiții de echilibru termodinamic corespunzător temperaturii T pe baza statisticii Boltzmann raportul populațiilor a două nivele este dat de relația:

$$N_2 = N_1 \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{W_2 - W_1}{kT}\right) \quad (\text{P.7.1.1})$$

unde N_1 , N_2 reprezintă numărul de atomi aflați în starările de energie W_1 și respectiv W_2 ,

iar $\frac{g_2}{g_1}$ este raportul ponderilor statistice (degenerescențele) corespunzătoare. Considerând

că intensitățile liniilor cu lungimile de undă λ_1 , și respectiv λ_2 sunt proporționale cu numărul corespunzător de atomi excitați, N_1 și N_2 și aproximând $g_1 \cong g_2$ se obține pentru temperatură valoarea:

$$T = \frac{hc(\lambda_1 - \lambda_2)}{k\lambda_1\lambda_2 \ln\left(\frac{N_1}{N_2} \cdot \frac{g_1}{g_2}\right)} \approx 2770 \text{ K}. \quad (\text{P.7.1.2})$$

P.7.2. Cu ajutorul unui fascicul laser se iradiază sub incidență normală două lame de grosimi $d_1 = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ și $d_2 = 9 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. Introducând pe rând cele două lame în fascicule se constată că ele transmit $T_1 = 84\%$ și respectiv $T_2 = 70\%$ din fluxul luminos.

Să se calculeze coeficientul de absorbție μ al materialului din care sunt confecționate lamele.

Rezolvare. Ținând seama de legea lui Lambert-Beer

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (\text{P.7.2.1})$$

se obține pentru coeficientul de absorbție valoarea:

$$\mu = \frac{1}{d_2 - d_1} \ln \frac{T_1}{T_2} = 35 \text{m}^{-1}. \quad (\text{P.7.2.2})$$

P.7.3. Se consideră un sistem laser care funcționează cu două nivele energetice în starea de regim staționar. Să se deducă condiția care trebuie îndeplinită astfel încât emisia spontană să corespundă emisiei induse.

Rezolvare. Echilibrul termodinamic al radiației este atins când numărul proceselor de absorbție este egal cu numărul proceselor de emisie:

$$B_{12} N_1 w_\omega(\omega, T) = A_{21} N_2 + B_{21} N_2 w_\omega(\omega, T). \quad (\text{P.7.3.1})$$

Împărțind relația (P.7.3.1) cu $A_{21} = A$ și considerând $B_{12} = B_{21} = B$, rezultă :

$$\frac{B}{A} N_1 w_\omega = \left(1 + \frac{B}{A} w_\omega \right) N_2. \quad (\text{P.7.3.2})$$

Ținând seama că numărul de moduri pe unitatea de volum ale unui oscilator în vid este :

$$z = \frac{\omega^2}{2\pi^2} \frac{d\omega}{c^2}, \quad (\text{P.7.3.3})$$

și densitatea de radiație în intervalul de frecvență $\omega, \omega + d\omega$ este :

$$w_\omega d\omega = n \hbar \omega, \quad (\text{P.7.3.4})$$

unde n reprezintă numărul de fotoni pe unitatea de volum, numărul de fotoni pe mod se poate scrie sub forma:

$$n' = \frac{n}{z} = \frac{\pi c^3}{h} \frac{w_\omega}{\omega^3}, \quad (\text{P.7.3.5})$$

iar relația dintre coeficienții Einstein devine:

$$\frac{A}{B} = \frac{2\omega^3}{\pi c^3}. \quad (\text{P.7.3.6})$$

Introducând relația (P.7.3.6) în (P.7.3.2) condiția cerută poate fi scrisă sub forma:

$$N_1 n' = (1 + n') N_2. \quad (\text{P.7.3.7})$$

În relația (P.7.3.7) termenul $N_1 n'$ corespunde absorbției induse, $N_2 \cdot 1$ emisiei spontane, iar $N_2 n'$ emisiei induse, adică emisia spontană corespunde emisiei induse dacă ar fi un singur foton pe mod.