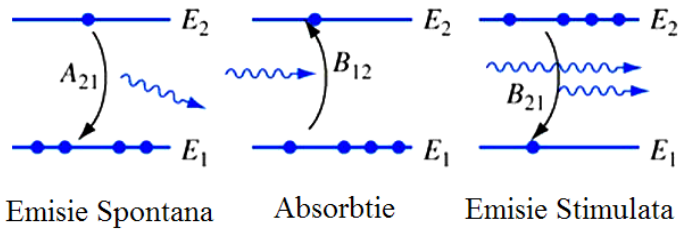
Determinarea curentului de prag al diodei laser

Considerații teoretice

Laserii (LASER = Light amplification by Stimulated Emission of Radiation) sunt dispozitive cuantice folosite pentru generarea şi amplificarea radiațiilor electromagnetice din domeniul vizibil. Prin extensie şi dispozitivele care emit în domeniul infraroşu sau ultraviolet sunt denumite tot laseri. Funcționarea laserilor se bazează pe fenomenul emisiei stimulate a radiației într-o cavitate optică rezonantă. Generarea radiației laser şi caracteristicile ei sunt determinate de calitatea rezonatorului optic împreună cu mediul activ laser. Baza înțelegerii funcționării laserilor o constituie coeficienții lui Einstein.

Einstein identifică în 1916 trei procese ce apar în formarea unei linii spectrale atomice (lumina emisă de un atom), fiecare asociat cu un coeficient Einstein (o măsură a probabilității de apariție a acelui proces): emisia spontană (A_{21}), emisia stimulată (B_{21}) sau indusă şi absorpția (B_{12}). Se poate arăta că $B_{12}=B_{21}$.



Interațiunea luminii cu atomii se face prin procesele caracterizate probabilitățile de tranziție: A_{21} (emisia spontană), B_{12} (absorbția) şi B_{21} (emisia stimulată)
http://en.wikipedia.org/wiki/Einstein_coefficients

Coeficienții lui Einstein pot fi folosiți pentru a modela interacțiunea luminii cu materialul activ laser: atomi în care electronul se află pe starea fundamentală E_1 sau pe starea excitată E_2. Notăm cu N_i numărul de atomi în starea *i*, adică cu electronul plasat pe nivelul de energie E_i; şi cu $I(\nu)$ numărul fotonilor incidenți în unitatea de timp (fluxul de fotoni) ce au energia $h\nu=E_2-E_1$, unde h este constanta lui Plank şi ν frecvența fotonilor.

Puterea fotonică incidentă pe materialul activ este dată de produsul dintre fluxul de fotoni şi energia unui foton:

$$P_{incident} = I(\nu)\cdot h\nu \qquad (1)$$

Puterea fotonică emisă spontan de materialul activ va fi dată de produsul dintre numărul atomilor care pot emite (N_2), probabilitatea de tranziție pe unitatea de timp (A_{21}) şi energia unui foton:

$$P_{spontan} = A_{21}\cdot N_2\cdot h\nu \qquad (2)$$

Puterea absorbită de materialul activ va fi proporțională cu numărul atomilor care pot absorbi (N_1), cu probabilitatea procesului (B_{12}) şi cu puterea fotonică incidentă (~ numărul fotonilor ce pot fi absorbiți):

$$P_{absorbit} = B_{12}\cdot N_1\cdot I(\nu)\cdot h\nu \qquad (3)$$

Puterea fotonică emisă stimulat de materialul activ va fi dată de produsul dintre numărul atomilor care pot emite (N_2), numărul fotonilor ce pot induce tranziția (~puterea fotonică incidentă) şi probabilitatea procesului (B_{21}):

$$P_{stimulat} = B_{21}\cdot N_2\cdot I(\nu)\cdot h\nu \qquad (4)$$

Aflăm puterea emisă de materialul activ laser din ecuația de bilanț energetic, practic o aplicare a legii conservării energiei:

$$P_{emis} = P_{incident} + P_{spontan} + P_{stimulat} - P_{absorbit}.$$

$$P_{emis} = I(\nu)\cdot h\nu + A_{21}\cdot N_2\cdot h\nu + B_{21}\cdot I(\nu)\cdot h\nu\,(N_2-N_1) \qquad (5)$$

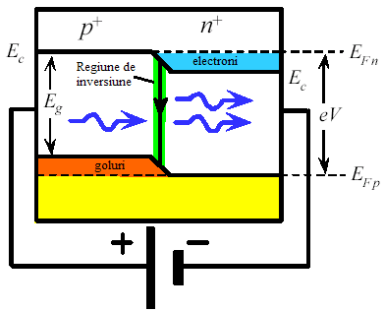
În mod normal popularea nivelelor de energie se face după o lege statistică de tip Boltzmann astfel că $N_2/N_1 = \exp[-(E_2-E_1)/(kT)] \ll 1$ fiindcă $E_2-E_1\sim 1$eV, iar energia termică medie la temperatura camerei (constanta Boltzmann ori temperatura absolută) kT~25 meV. Fiindcă $N_2 \ll N_1$ toți termenii ce-l conțin pe N_2 sunt neglijabili, iar puterea emisă, conform ecuației 5 va fi mai mică decât cea incidentă. Ca să avem emisie netă ($P_{emis} > P_{incident}$) trebuie să avem $N_2>N_1$ adică **inversiune de populație**, fenomen care se obține prin pomparea mediului laser (se 'pompează' electronii de pe nivelul inferior E_1, pe nivelul superior, E_2). Ca termenul emisiei spontane să fie neglijabil față de cel al emisiei stimulate este necesar ca densitatea de fotoni din material să depăşească un anumit prag: $I(\nu)>I_{prag}$, fenomen care se obține prin intermediul **cavității optice rezonante**.

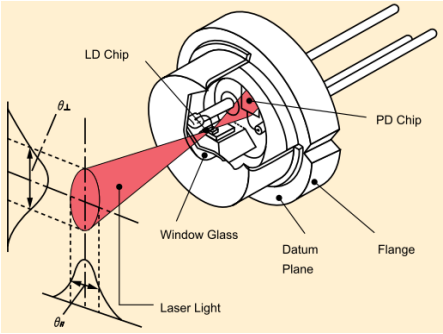
Considerând o cavitate optică de lungime L, cu oglinzi la capete cu coeficienți de reflexie R_1, R_2 (<1), mediul activ din cavitate are un coeficient de absorbție sau pierderi α şi un coeficient de amplificare sau câştig (gain) g. Fluxul fotonic I_o care intră în cavitate prin punctul "0" ajunge în "L" ca $I_o\cdot\exp(gL-\alpha L)$ din cauza absorbției şi câştigului. Fluxul devine $R_2\cdot I_o\cdot\exp(gL-\alpha L)$ după reflexia în "L" şi ajunge în "0"ca $R_2\cdot I_o\cdot\exp(2gL-2\alpha L)$, iar după reflexia în "0" fluxul de fotoni devine $R_1\cdot R_2\cdot I_o\cdot\exp(2gL-2\alpha L)$. Pentru ca mediul activ laser să acționeze ca un amplificator este necesar ca acest flux să fie cel puțin egal cu ceea ce a intrat: $R_1\cdot R_2\cdot I_o\cdot\exp(2gL-2\alpha L)\geq I_o$, la limită:

$$R_1\cdot R_2\cdot\exp(2g'\cdot L)\cdot\exp(-2\alpha\cdot L)=1 \qquad (6)$$

În ecuația (6) sunt separate *pierderile localizate* (R_1, R_2), asupra cărora are mai mult control experimentatorul, de *pierderile distribuite* (α, g), asupra cărora nu poate acționa prea mult un experimentator. Din (6) coeficientul de câştig este:

$$g' = \alpha - \ln(R_1R_2)/(2L) = \alpha + \alpha_m\ [\alpha_m=-\ln(R_1R_2)/(2L) >0] \qquad (7)$$





Relațiile prezentate până aici sunt valabile pentru orice mediu activ laser. Dioda laser are marele avantaj că pomparea şi implicit reglarea câştigului mediului se fac prin intermediul curentului direct injectat în joncțiunea PN. Câştigul în mediul laser va fi proporțional cu populația de electroni "n" în exces față de o aşa zisă valoare de transparanță "n_{transp}" când câştigul e zero, lucru vizibil din rescrierea ecuației (5), neglijând termenii mici, ca:

$$g = P_{emis} / (I(\nu)\cdot h\nu) - 1 = B_{21}\cdot (N_2 - N_1) = G\cdot(n - n_{transp}) \qquad (8)$$

unde populația "n" e în general proporțională cu densitatea curentului injectat $n \approx K\cdot J$, iar câştigul din mediul laser se poate scrie ca:

$$g_p \approx \alpha\cdot(J/J_0 - 1) \qquad (9)$$

unde α este coeficientul de absorbție din mediu, J este densitatea de curent din joncțiune, iar J_0 densitatea de curent pentru care materialul e transparent.

In general puterea optică emisă de dioda laser se poate scrie ca:

$$P_{opt} = \eta_e\cdot\eta_i\cdot h\nu\,(i - i_p)/q \qquad (10)$$

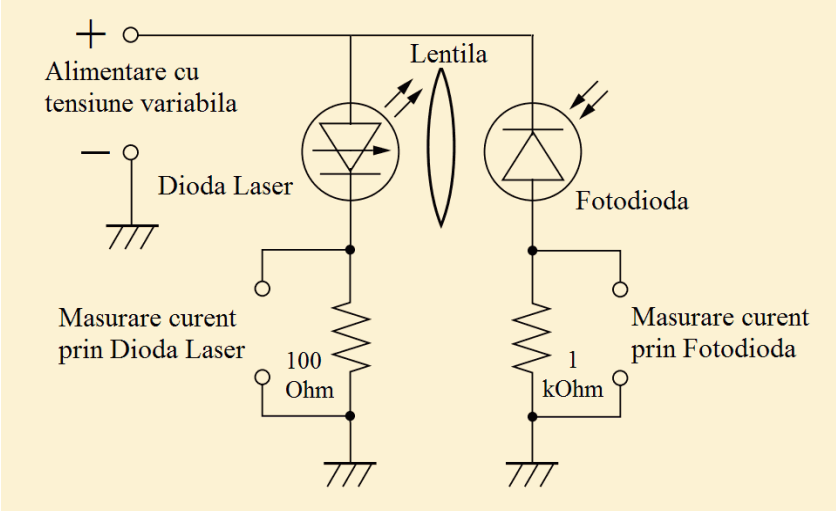
unde i_p este curentul de prag (sub aceasta valoare dioda se comportă ca o diodă luminiscentă, peste, ca un laser), η_e este randamentul de extracție (ce procent de fotoni reuşesc să iasă din fotonii produşi) şi η_i este randamentul intern (raportul dintre numărul fotonilor generați şi numărul purtătorilor minoritari injectați).

De reținut că randamentul de conversie a puterii electrice în putere optică este de 15-39% (W/W) pentru diodele luminiscente şi uzual de 50% sau mai mult pentru diodele laser. Calitățile deosebite ale radiației laser sunt pe scurt:

1. **monocromaticitatea**: lărgime mică a benzii de frecvență emise;
2. **coerența**: faza radiației se conservă pe intervale de timp suficient de lungi;
3. **densitatea mare de putere spectrală**: puterea fascicolului laser pe unitate de suprafață şi pe interval de frecvență sau de lungime de undă;
4. **divergența unghiulară** a fascicolului de la dioda laser e mică comparativ cu dioda luminiscentă, dar totuşi mare comparativ cu alți laseri.

Dispozitivul Experimental

Aranjamentul experimental cuprinde un alimentator cu tensiune variabilă, dioda laser înseriată cu o rezistență de 100 Ω pentru măsurarea curentului prin ea şi o fotodiodă în serie cu rezistență de 1 kΩ pentru măsurarea fotocurentului. Se va folosi un voltmetru electronic pe scara de 2000 mV pentru a măsura căderile de tensiune pe cele 2 rezistențe. [100 Ω×1mA=100mV; 1kΩ×1μA=1mV] Fixează curentul prin dioda laser, apoi citeşte curentul de la fotodiodă. Datele se trec în tabel.



Prelucrarea datelor experimentale

Se reprezită grafic fotocurentul (pe Oy) în funcție de curentul prin dioda laser (pe Ox). Din porțiunea liniară de la curenți mari se estimează curentul de prag (intersecția cu axa Ox). Ținând cont că randamentul fotodiodei este $\eta_f = 15\ \%$ ($\eta_f\cdot P_{opt} = I_{foto}\cdot h\nu/q$) se utilizează relația (10) pentru a estima randamentul diodei laser din panta dreptei ($\Delta I_{foto}/\Delta i$):

$$I_{foto} = \eta_f\cdot\eta_e\cdot\eta_i\cdot(i - i_p) \quad \Rightarrow \Delta I_{foto} = \eta_f\cdot\eta_e\cdot\eta_i\cdot\Delta i \Rightarrow$$

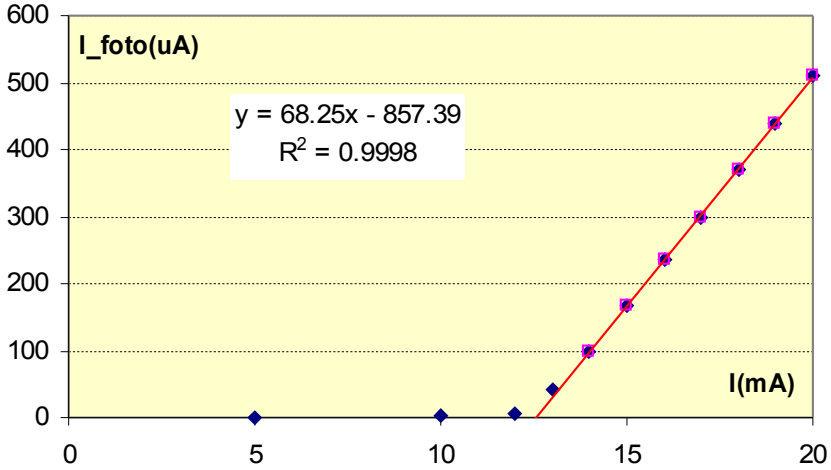
$$\eta = \eta_e\cdot\eta_i = (1/\eta_f)\cdot\Delta I_{foto}/\Delta i \qquad (11)$$

Tabel pentru date experimentale

I(mA)	5	10	12	13	14	15	16	17	18	19	20
I_{foto}(μA)											

Grafic

Ox [5cm/5mA=1cm/1mA] Oy [5cm/100uA = 1cm/20uA = 1mm/2uA]



curent de prag = 857.39/68.25 = 12.6 mA

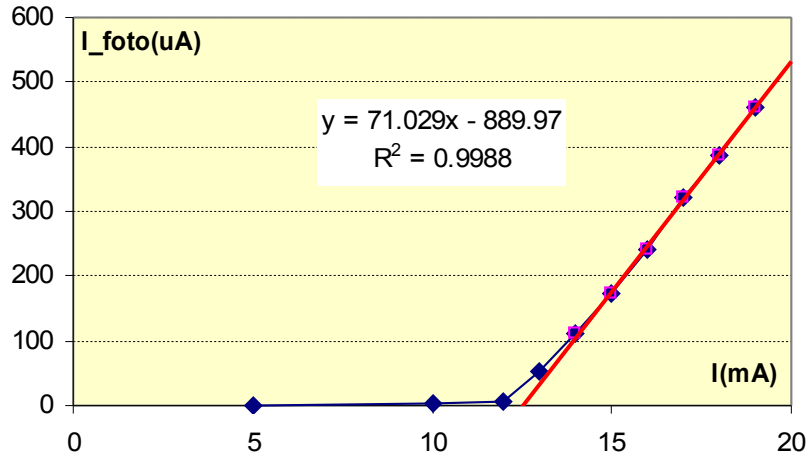
$\Delta I_{foto} / \Delta i = 68.25\ \mu A/mA = 68.25 \cdot 10^{-3}$

$\eta = \eta_e \cdot \eta_i = (1/\eta_f) \cdot \Delta I_{foto} / \Delta i = 6.67 \cdot 68.25 \cdot 10^{-3} = 0.4552 = 46\ \%$

I(mA)	I_foto(uA)
5	1
10	3
12	6
13	41
14	100
15	166
16	235
17	299
18	371
19	440
20	509

Grafic vechi

Ox [5cm/5mA=1cm/1mA] Oy [5cm/100uA = 1cm/20uA = 1mm/2uA]



curent de prag = 889.97/71.029 = 12.5 mA

$\Delta I_{foto} / \Delta i = 71.03\ \mu A/mA = 71.03 \cdot 10^{-3}$

$\eta = \eta_e \cdot \eta_i = (1/\eta_f) \cdot \Delta I_{foto} / \Delta i = 6.67 \cdot 71.03 \cdot 10^{-3} = 0.4735 = 47\ \%$

I(mA)	I_foto(uA)
5	0.5
10	2
12	7
13	52
14	110
15	172
16	240
17	321
18	387
19	462