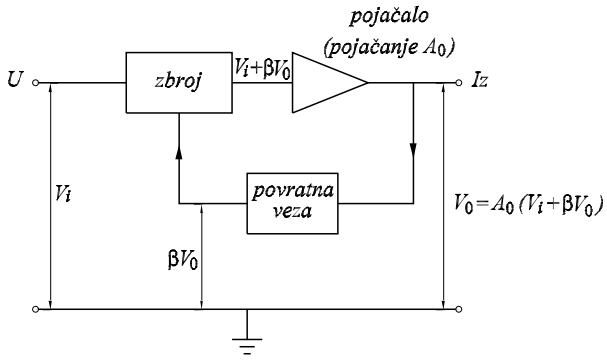
1.
Uvod

Laseri su oscilatori vrlo visokih frekvencija. Radi se o *optičkim* frekvencijama koje su za nekoliko redova veličina više nego kod uobičajenih uređaja s elektronskim cijevima ili s elementima čvrstog stanja (tranzistorima ili diodama). Laser je sastavljen od pojačala i pozitivne povratne veze. Akronim LASER znači Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

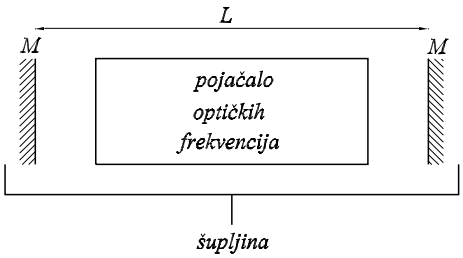
U uvodu će biti prikazani osnovni procesi vezani uz pojačanje optičkih frekvencija. Oni zadiru u osnove atomske prirode tvari. S atomskog stajališta tvar je sastavljena od čestica — atoma, molekula ili iona, čije su energije samo diskretnih vrijednosti. Ta je kvantizacija najuže vezana uz dualnost prirode što se prvo otkrilo kod svjetlosti. Svjetlost se ponaša kao val ili se pokazuje kao da je sastavljena od čestica, fotona. Oni su diskretni paketi energije vezani uz val. Pri frekvenciji svjetlosti ν, energija svakog fotona je $h\nu$, gdje je h Planckova konstanta $6.6 \cdot 10^{-34}$ Js. Pojam kvantna elektronika uveden je pojavom masera 1954. i lasera 1960. Kasnije je, sa sve većom primjenom lasera i optičkih elemenata u komunikacijama, u području širenja signala i analizi slike, uveden pojam fotonika (photonics).



Sl. 1.1. Sklop jednostavnog pojačala s povratnom vezom.

U uobičajenom elektroničkom uređaju frekvencije su ispod 10^{11} Hz i oscilator je sastavljen od pojačala i pozitivne povratne veze, kako se vidi shematski na priloženoj slici 1.1. Ulazni i izlazni naponi su V_i i V_0, pa je pojačanje sustava $A = V_0/V_i$, gdje je $V_0 = A_0(V_i + \beta V_0)$, a A_0 je pojačanje pojačala. Laser (ili maser) je oscilator optičkog

(mikrovalnog) frekvencijskog područja sastavljen od optičkog (mikrovalnog) frekvencijskog pojačala s pozitivnom povratnom vezom, što je pokazano na sljedećoj slici 1.2. Valovima svjetlosti, koji su pojačani prolaženjem kroz pojačalo i osciliranjem u pojačalu pomoću reflektora, raste jakost. Šupljina sa zrcalima, a ponekad i druge komponente, koje osiguravaju povratnu vezu općenito se nazivaju laserska šupljina ili rezonator.



Sl. 1.2. Shematski prikaz lasera sa sredstvom za pojačanje i zrcalima M za povratnu vezu.

Laseri su izvori koherentnog zračenja iz cijelog optičkog područja. Također je lasersko djelovanje prošireno i u meko x-područje.

2.
Osnovni pojmovi

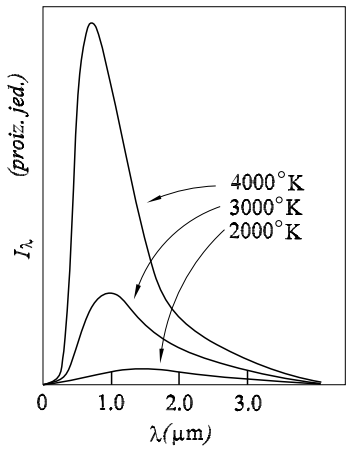
2

2.1. Zračenje crnog tijela

Emisivna moć

$$[I_\lambda] = \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2\,\mu\mathrm{m}}$$

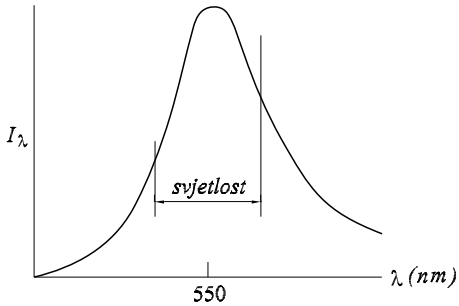
$$[I] = \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m}^2} \quad (\textit{intenzitet})$$



Sl. 2.1. Spektralna raspodjela I_λ zračenja emitiranog s užarenog tijela. Kako temperatura raste, ukupni tok raste, a vrh (maksimum) spektralne raspodjele pomiče se prema kraćim valnim duljinama.

Poznato je da se tvari žare kada su zagrijane na visoku temperaturu. Govorimo o toplinskim izvorima. Ako temperatura raste, boja se mijenja od zagasito crvene u narančastu i

žutu. Analiza svjetlosti pokazuje da užarena tijela emitiraju sve valne duljine, tj. spektralna raspodjela svjetla je kontinuirana, a kako temperatura tijela raste, ukupna izračena snaga raste, te se maksimum emisijske krivulje pomiče prema kraćim valnim duljinama (slike 2.1. i 2.2.).



Sl. 2.2. Spektralna raspodjela svjetla emitiranog s površine Sunca. Krivulja ima maksimum na 555 nm.

Godine 1879. Stefan nalazi da je zračena snaga sa četvornog metra površine tijela ovisna o četvrtoj potenciji temperature prema izrazu:

$$I = \varepsilon_R \sigma T^4,$$

gdje je Stefan-Boltzmannova konstanta $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{W/m^2K^4}$, a ε_R je emisivnost, parametar karakterističan za površinu tvari ovisan o valnoj duljini. Potpuni apsorberi koji apsorbiraju 100% upadnog svjetla preko svih valnih duljina, tj. za $\varepsilon_R = 1.0$ su crna tijela. Wien je našao da je valna duljina maksimalne emisije obrnuto proporcionalna temperaturi izvora: $\lambda_m T = 2.898 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{mK}$.

2.2. Gustoća modova u šupljini

Za objašnjenje krivulje crnog tijela potreban je račun modova elektromagnetskog zračenja po jedinici frekvencije koji zadovoljavaju uvjet da se mogu uspostaviti u šupljini. Izračunat ćemo tu gustoću modova ili gustoću stanja.

Pretpostavljamo da su elektromagnetski valovi emitirani iz izvora u ravnoteži s izvorom, osiguravajući vezu između svojstva tvari (temperatura) i karakteristike emitiranog svjetla (njegove spektralne raspodjele). Tako je jedan uvjet kod kojeg je pretpostavka ravnoteže ispunjena, ako je izvor smješten unutar pravokutne šupljine sa zidovima potpune refleksije. Emitirano svjetlo će biti uhvaćeno unutar šupljine pa će poslije dovoljno dugog vremena biti uspostavljena ravnoteža.

U takvoj šupljini mogu postojati samo neke valne duljine. Rubni uvjeti zahtijevaju da bude vektor jakosti električnog polja $\vec{E} = 0$ na zidovima šupljine da bi se uspostavili stojni valovi ili modovi šupljine. Uvjet za stojni val u jednoj dimenziji je $p\lambda = 2A$, gdje je p cijeli broj, a A duljina u tom smjeru. Može se to pokazati k_x komponentom valnog vektora $\vec{k}$ duž OX

$$k_x = \frac{p\pi}{A}.$$

Slično, u pravokutnoj šupljini u kojoj su duljine drugih dviju stranica B i C, imamo

$$k_y = \frac{q\pi}{B}$$

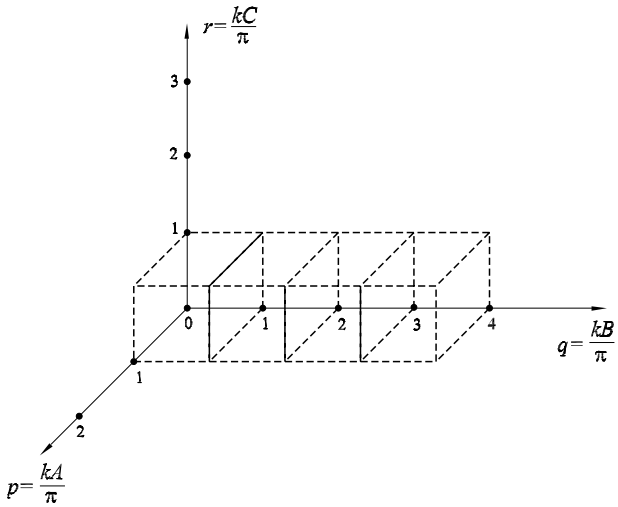
i

$$k_z = \frac{r\pi}{C}.$$

Veličina vektora $\vec{k}$ je tada

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \pi^2\left(\frac{p^2}{A^2} + \frac{q^2}{B^2} + \frac{r^2}{C^2}\right),$$

gdje svaka grupa cijelih brojeva (p, q, r) odgovara modu šupljine.



Sl. 2.3. Svaki mod šupljine okarakteriziran je grupom cijelih brojeva (p, q, r). Oni pripadaju vrhovima kocke. Ukupni volumen od 0 do k je $\frac{1}{8} \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{kA}{\pi} \cdot \frac{kB}{\pi} \cdot \frac{kC}{\pi}$.

Postavlja se pitanje koliko modova ima u intervalu od k do $k + dk$ ili u frekvencijskom intervalu od ν do $\nu + d\nu$. Posljednja je jednadžba elipsoid s poluosima kA/π, kB/π, kC/π. Svaki mod koji pripada nekoj grupi cijelih brojeva (p, q, r) pripada vrhu kocke u k-prostoru (slika 2.3.). Broj modova N od 0 do k je jednostavno jednak broju kocaka zatvorenih elipsoidom u tom volumenu. (Potreban je samo oktant, jer negativni brojevi ne donose dodatne modove). Rezultat se množi sa 2 jer svaki mod može imati dvije polarizacije. Tako dobivamo:

$$N = 2 \cdot \frac{1}{8} \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{kA}{\pi} \cdot \frac{kB}{\pi} \cdot \frac{kC}{\pi} = \frac{k^3}{3\pi^2}ABC = \frac{k^3}{3\pi^2}V,$$

gdje je $V = ABC$ volumen šupljine. Broj modova u jedinici volumena je tada:

$$n_k = \frac{k^3}{3\pi^2}.$$

Diferenciranjem se dobiva broj g_ν modova po jedinici frekvencijskog intervala na jedinicu volumena, tako da je

$$g_\nu = \frac{dk_\nu}{dk}\frac{dk}{d\nu}.$$

Preko $k = 2\pi\frac{\nu}{c}$, dobivamo

$$\frac{dk}{d\nu} = \frac{2\pi}{c}.$$

Konačno:

$$g_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}.$$

Rayleigh i Jeans pripisali su svakom modu dva stupnja slobode (jedan za električno polje i jedan za magnetsko polje), pa je gustoća energije (energija na jedinicu volumena) za elektromagnetske modove bila

$$u_\nu = g_\nu kT = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}kT,$$

a tok ili energija koja prolazi kroz jediničnu površinu, tj. iznos Poyntigovog vektora

$$S_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^2}kT.$$

Ovaj se račun nije slagao s krivuljom zračenja crnog tijela. Stoga je Max Planck 1900. godine pretpostavio da je tvar sastavljena od harmonijskih oscilatora koji mogu preuzeti ili oslobađati energiju samo u diskretnim jedinicama $h\nu$ i da energijske razine oscilatora imaju jednake razmake od $h\nu$. Uzimajući to u obzir Planck nalazi da je srednja energija po modu za frekvenciju ν određena sa:

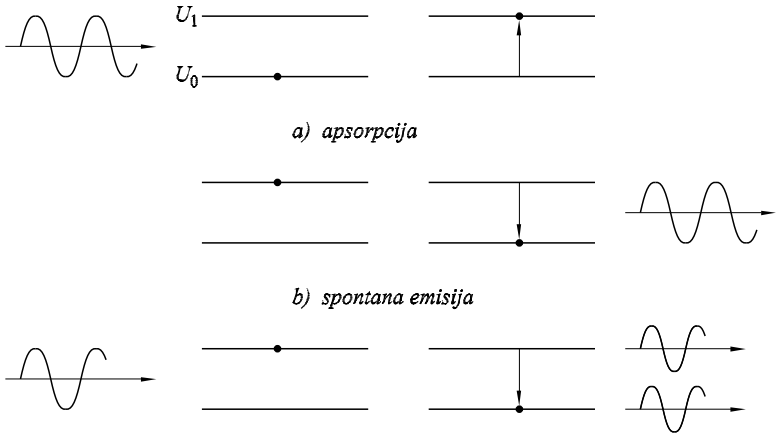
$$u_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

(Podrobniji izvod može se vidjeti u udžbeniku: *Valovi i optika* [15]).

2.3. Einsteinovi koeficijenti A i B

Einstein je dao mnoge doprinose u istraživanjima na polju statističke mehanike. Tako je razmatrao i ravnotežu između crnog tijela i elektromagnetskih valova. Promatrao je skup indentičnih atoma svaki s dvije energijske razine. Moguć je proces, kada atom u osnovnom stanju apsorbira foton i prelazi u pobuđeno stanje (slika 2.4.a)). Pretpostavlja se da je vjerojatnost za taj događaj jednaka $Bu_\nu(\nu)$ gdje je B koeficijent tog procesa, a $u_\nu(\nu)$ je gustoća energije po frekvencijskom intervalu elektromagnetskih valova pri frekvenciji prelaza. Frekvencija je određena razlikom $U_1 - U_0$ energija između pobuđenog i osnovnog stanja, tako da je

$$U_1 - U_0 = h\nu.$$



a) apsorpcija

b) spontana emisija

c) stimulirana emisija

Sl. 2.4.

Drugi proces je spontana emisija fotona iz pobuđenog atoma kada se on vraća u osnovno stanje (slika 2.4.b)). Vjerojatnost tog procesa opisana je koeficijentom A jednakog τ^{-1}, što je recipročna vrijednost prirodnog vremena života pobuđenog stanja. Kao novost, Einstein je postulirao treći proces, stimuliranu emisiju. Stimulirana emisija (slika 2.4.c)) događa se kada je atom u pobuđenom stanju, a dovodi se u osnovno stanje elektromagnetskim valom frekvencije koja odgovara frekvenciji prijelaza. Koeficijent za taj proces je C, a vjerojatnost događaja je $Cu_\nu(\nu)$.

Kod skupa atoma, broj prijelaza u pobuđeno više stanje je $N_0 B u_\nu(\nu)$, gdje je N_0 gustoća atoma u osnovnom stanju; broj prijelaza na donje stanje je $N_1(A + Cu_\nu(\nu))$, gdje je N_1 broj atoma u jedinici volumena, gustoća atoma ili gustoća naseljenosti pobuđenog stanja.

Pri ravnotežnim uvjetima broj prijelaza prema gore jednak je broju prijelaza prema dolje, tako da je

$$N_0 B u_\nu(\nu) = N_1(A + Cu_\nu(\nu)).$$

Omjer N_1 prema N_0 je određen Boltzmannovom raspodjelom kao

$$\frac{N_1}{N_0} = e^{-\frac{U_1 - U_0}{kT}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}},$$

što daje

$$B u_\nu(\nu) = e^{-\frac{h\nu}{kT}}(A + Cu_\nu(\nu)).$$

Ovo se može pisati kao

$$u_\nu(\nu) = \frac{A}{Be^{\frac{h\nu}{kT}} - C}.$$

Einstein je mogao odrediti koeficijente A, B i C uspoređujući izraz za gustoću energije s Planckovim izrazom za zračenje crnog tijela, jer je ravnoteža postignuta u oba

slučaja. Stoga u nazivniku vrijedi jednakost $C = B$. To znači da stimulirana emisija i apsorpcija imaju jednaki koeficijent. Supstitucijom B za C, gustoća energije je:

$$u_\nu(\nu) = \frac{A}{B\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)}.$$

Sljedeća usporedba s Planckovim zakonom određuje omjer $\frac{A}{B}$, tako da je:

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}.$$

Iz ovih je usporedbi vidljivo zbog čega je Einstein morao postulirati stimuliranu emisiju.

Kod spontane emisije, svaki atom iz grupe atoma djeluje neovisno i sa slučajnom fazom, dok je kod stimulirane emisije novi val emitiran s istom fazom i u istom smjeru kao putujući val. Stimulirana emisija je koherentni proces dok je spontana emisija nekoherentni proces.

Uz uvjete ravnoteže može se odrediti omjer vjerojatnosti stimuliranog prema spontanom prijelazu, tj.

$$\frac{Bu_\nu(\nu)}{A} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Za neku konačnu temperaturu, $e^{\frac{h\nu}{kT}}$ je uvijek veće od 1; na primjer za crno tijelo na 5500 K i frekvencije $6 \cdot 10^{14}$ Hz (zeleno), eksponent ima vrijednost 188.7, pa je promatrani omjer oko 10^{-2} za stimulirani prema spontanom prijelazu, a na nižim temperaturama taj je omjer još manji.

Prijelaz kod amonijskog masera je u mikrovalnom području na $24 \cdot 10^9$ Hz. Na sobnoj temperaturi eksponent

$$\frac{h\nu}{kT} = 4 \cdot 10^{-3}$$

i konačno

$$\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \approx \frac{1}{\frac{h\nu}{kT}} = 250,$$

što znači da stimulirani prijelaz prevladava u mikrovalnim prijelazima.

Vratimo se ponovno na Boltzmannovu raspodjelu. To je izraz koji u uvjetima ravnoteže određuje omjer između broja atoma u pobuđenom stanju prema broju atoma u osnovnom stanju. Izraz upućuje da je N_1 manje od N_0 za neku temperaturu.

Učinit ćemo sljedeće razmatranje. Udio u kojem je energija apsorbirana proporcionalan je s $h\nu N_0 Bu_\nu(\nu)$, a udio u kojem je energija emitirana putem stimulirane emisije je proporcionalan s $h\nu N_1 Bu_\nu(\nu)$. Promjena gustoće energije u vremenu određena je izrazom:

$$\frac{du_\nu(\nu)}{dt} = h\nu(N_1 - N_0)Bu_\nu(\nu).$$

Znači, ako na tvar upada roj fotona odvijaju se dva procesa koji mijenjaju gustoću energije. To su apsorpcija i stimulirana emisija. Da bismo izračunali koeficijent apsorpcije α, promjenu gustoće energije u vremenu izrazit ćemo s promjenom u prostoru, tj.:

$$\frac{d}{dt} = \frac{d}{dx}\frac{dx}{dt} = c\frac{d}{dx},$$

pa dijeljenjem gornje jednadžbe sa $u_\nu(\nu)c$ dobivamo:

$$\frac{1}{u_\nu(\nu)}\frac{du_\nu(\nu)}{dx} = \frac{h\nu}{c}(N_1 - N_0)B,$$

ili pomoću toka S_ν

$$\frac{1}{S_\nu(\nu)}\frac{dS_\nu(\nu)}{dx} = \frac{h\nu}{c}(N_1 - N_0)B.$$

Rješenje ove diferencijalne jednadžbe ima oblik

$$S_\nu(\nu) = S_0 e^{-\alpha x},$$

gdje je α koeficijent apsorpcije, tj.

$$\alpha = \frac{h\nu}{c}(N_0 - N_1)B.$$

Radi li se o svjetlosnom elektromagnetskom području, vrijedi da je $N_0 \gg N_1$ i α je pozitivan, te stoga $S_\nu(\nu)$ opada s udaljenošću. Međutim, kako se apsorpcija u tvari odvija, populacije N_0 i N_1 se mijenjaju. Kod slabih izvora i visokih koncentracija N_0 to djelovanje se može zanemariti i α se naziva konstanta apsorpcije. Međutim, pri niskim koncentracijama atoma, ako su ozračeni jakim tokom, mjerljiva je promjena koncentracije pobuđenog stanja. To smanjuje iznos α i reducira udio apsorpcije, tako da za dovoljno jaki tok i mali uzorak apsorpcija dolazi u zasićenje. Tada je $N_1 = N_0$; broj prijelaza prema gore jednak je broju prijelaza prema dolje i uzorak postaje proziran. Nije moguće ozračiti uzorak prijelaznom frekvencijom tako da bi postalo $N_1 > N_0$. Najviše što se može postići jakim tokom je jednakost naseljenosti ili populacija.

Naći ćemo odnos između gustoće energije i naseljenosti gornje razine. Simbolom N_T označimo ukupni broj atoma u jedinici volumena, pa je $N_0 = N_T - N_1$. Uz tu zamjenu možemo pisati

$$\frac{1}{S_\nu(\nu)}\frac{dS_\nu(\nu)}{dx} = \frac{h\nu}{c}B(-N_T + 2N_1).$$

Vremenska promjena N_1 je

$$\frac{dN_1}{dt} = N_0 B u_\nu(\nu) - N_1(A + C u_\nu(\nu)),$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{S_\nu(\nu)}{c}B(N_T - 2N_1) - N_1 A.$$

Uz uvjet da je $\frac{dN_1}{dt} = 0$ slijedi

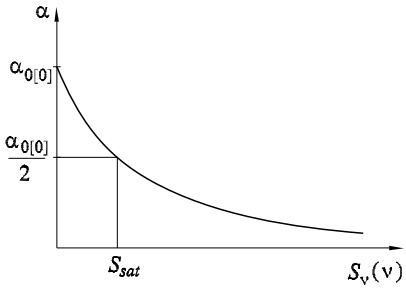
$$N_1 = \frac{N_T}{2}\frac{1}{1 + \frac{cA}{2BS}}.$$

Uz $A = \tau^{-1}$, gdje je τ vrijeme života gornjeg stanja, dobivamo za koeficijent apsorpcije izraz

$$\alpha = \frac{h\nu B N_T}{c}\left[\frac{1}{1 + (2\tau B S_\nu(\nu))c}\right] = \alpha_{0[0]}\left[\frac{1}{1 + (2\tau B S_\nu(\nu))c}\right],$$

gdje je

$$\alpha_{0[0]} = \frac{h\nu B N_T}{c}.$$

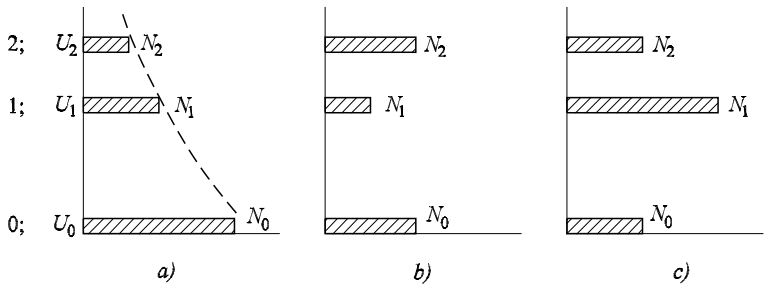


Sl. 2.5. Promjena koeficijenta apsorpcije α tokom $S_\nu(\nu)$ s kojim se ozračuje uzorak. Funkcija glasi $\alpha = \alpha_{0[0]}\left[\frac{1}{1+(2\tau B S_\nu(\nu))c}\right]$.

Vrijednost zasićenja se postiže za $S_\nu(\nu)$ kada α padne na $\frac{\alpha_{0[0]}}{2}$ (slika 2.5.). Ovaj uvjet je postignut pri

$$S_\nu(\nu) = \frac{c}{2\tau B}.$$

2.4. Inverzija naseljenosti



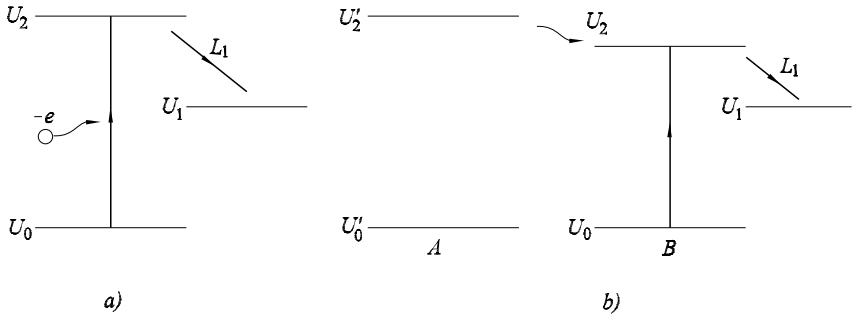
Sl. 2.6. Gustoća naseljenosti (N_1) atomskog sustava s tri razine u uvjetima ravnoteže a). Ozračavanjem sustava s jakim tokom fotona energije $U_2 - U_0$ izjednačuju se naseljenosti N_0 i N_2. Inverzija naseljenosti postiže se između 2 i 1 b) ili između 1 i 0 kako se vidi u c). Ovo su primjeri optičkog pumpanja.

Iz izvedenih izraza se vidi da, ako je $N_1 > N_0$ (ili točnije $\frac{N_1}{g_1} > \frac{N_0}{g_0}$, uzme li se u obzir i degeneracija razina), α bi bio negativan, a tok $S(\nu)$ bi rastao s udaljenošću. Tako bi se dobilo više svjetla na izlazu iz uzorka, nego što je ušlo svjetla u uzorak te bi došlo do pojačanja svjetla. N_1 može biti veći od N_0 u uzorku sa tri ili više energijskih razina, kako se vidi na slici 2.6. Atomi su ozračeni jakim tokom frekvencije ν_2 jednake $(U_2 - U_0)/h$; to izjednačuje naseljenosti tih dviju razina dobivajući $N_2 = N_0$. Kada se

to dogodi, došlo je do inverzije populacije (naseljenosti) ili između stanja 2 i 1 ili između stanja 1 i 0; ovisno o vremenu života stanja 1 i 2. Ako je vrijeme života stanja 1 kraće nego stanja 2, atomi će sa tog stanja brzo prelaziti u stanje 0, tj. u osnovno stanje pa će se uspostaviti inverzija naseljenosti između stanja 2 i 1; ali ako je vrijeme života stanja 1 duže nego stanja 2, atomi će se sakupljati u stanju 1 stvarajući $N_1 > N_0$. Ova metoda promjene naseljenosti energijskih razina zove se optičko pumpanje.

Sljedeće priložene slike 2.7. a) i b) pokazuju još dvije metode dobivanja inverzije naseljenosti.

a) Putem pobude elektronima energije $U_2 - U_0$ uz lasersko zračenje energije $U_2 - U_1$, kako se ostvaruje na primjer u ionskom argonskom laseru.



Sl. 2.7. Inverzija naseljenosti elektronskom pobudom a) i srazom drugog reda b).

b) Putem sraza drugog reda u plinskim smjesama sa dvije komponente. Metastabilno stanje (dugoživuće stanje od 10^{-5} s) (pogledati: 5.1.2.) energije U_2' komponente A, prazni se na razinu energije U_2 komponente B. Simbolički pisano

$$A^* + B \rightarrow A + B^x.$$

Tako se postiže u komponenti B inverzija naseljenosti njezine energijske razine U_2 prema razini energije U_1. Ovo se na primjer postiže u He-Ne laseru.

2.5. Pojačanje u laseru

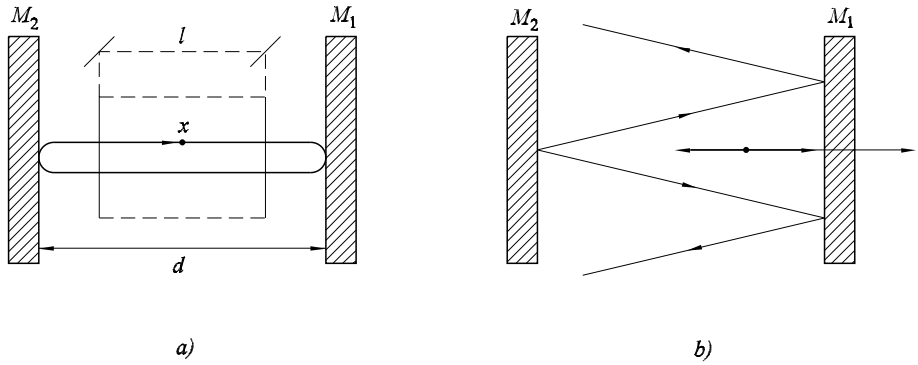
Ako je postignuta inverzija naseljenosti, koeficijent α je negativan i svjetlosni tok se pojačava.

Međutim, u rezonatorskoj šupljini sa zrcalima ima gubitaka zbog apsorpcije, nepoželjne refleksije, ogiba, a najviše zbog djelomične propusnosti izlaznog zrcala.

U šupljini duljine d, s aktivnim sredstvom (npr. plin u plinskim laserima) duljine l, (slika 2.8.a) uz $l \leqslant d$, te uz početni svjetlosni tok S_0, konačni tok je

$$S = S_0 e^{-2\alpha l - \gamma}$$

gdje je γ koeficijent gubitaka.



Sl. 2.8. a) Model laserske šupljine. Svjetlosni val je emitiran s mjesta x i nakon refleksije na zrcalima M_1 i M_2 udaljenih d vraća se na mjesto x pojačan duž staze l sredstvom u laserskoj cijevi.
b) Otvoreni rezonator u kojem zrake većeg upadnog kuta napuštaju šupljinu.

Kako je α negativno to će S ostati nepromijenjeno ako je pojačanje jednako gubitku, tj. ako je

$$2\alpha = \frac{\gamma}{l}. \tag{1}$$

Prema slici 2.8.a konačni tok je računat za jedno kružno putovanje vala, tj. za jedan zatvoreni put ukupne duljine $2d$, dok se pojačanje događa samo u aktivnom sredstvu. Izraz (1) je uvjet praga koji određuje veličinu inverzije naseljenosti da bi se postigla laserska akcija.

U odjeljku 2.2. *Gustoća modova u šupljini* našli smo da je broj modova u jedinici volumena u intervalu frekvencija $d\nu$ prikazan izrazom:

$$g_\nu d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu.$$

Kako je valna duljina optičkog područja mala prema dimenziji šupljine, to je u intervalu $d\nu$ gustoća modova vrlo velika. Na primjer za valnu duljinu svjetlosti od 500 nm i frekvencije od $6 \cdot 10^{14}$ Hz broj modova na kubni metar uz Dopplerovu širinu spektralne linije $d\nu = 10^9$ Hz iznosi čak $3 \cdot 10^{14}$ m^{-3}. Stoga zatvorene šupljine koje smo promatrali u odjeljku 2.2. nisu prikladne za laserske rezonatore.

Da bi se postigla energija zračenja s malim brojem modova, rezonator mora imati jaku povratnu vezu samo za taj mali broj modova, a veliki gubitak za sve ostale modove. Treba dozvoliti intenzivno zračenje modova s malim gubitkom, a spriječiti da modovi s velikim gubitkom postignu prag oscilacije.

Pretpostavimo da k-ti mod rezonatora energije zračenja W_k, ima faktor gubitka G_k. Gubitak energije na sekundu toga moda je $\frac{dW_k}{dt} = -G_k W_k$. Pri stacionarnim uvjetima energija moda će rasti do stacionarne vrijednosti, gdje se gubici izjednačuju s upadnom energijom. Ako se upadna energija prekine u času $t = 0$, energija W_k će opadati eksponencijalno prema zakonu:

$$W_k(t) = W_k(0) \cdot e^{-G_k t}.$$

Prema definiciji, faktor dobrote Q_k k-tog moda šupljine je:

$$Q_k = -2\pi \frac{W_k}{\frac{dW_k}{dt} T} \tag{2}$$

ili

$$Q_k = -\frac{2\pi \nu W_k}{\frac{dW_k}{dt}}, \tag{3}$$

gdje je nazivnik izraza (2) gubitak energije na jedan ciklus u rezonatoru, tj. u vremenu T koliko traje jedan zatvoreni put ili ophodnja. To vrijeme možemo izraziti frekvencijom ophodnje ν tako da je $T = 1/\nu$ pa faktor dobrote možemo pisati na način kako je učinjeno u izrazu (3).

Veza između faktora dobrote i faktora gubitka je

$$Q_k = -\frac{2\pi\nu}{G_k}.$$

Nakon vremena $1/G_k$ energija sadržana u modu opadne na $1/e$ vrijednosti od one u $t = 0$. Taj vremenski interval se izjednačuje sa srednjim vremenom života fotona u tom modu. Ako šupljina ima veliki faktor gubitka za većinu modova, a mali za odabrani k-ti mod, broj fotona toga moda bit će veći nego drugih modova iako su u $t = 0$ energije zračenja svih modova bile jednake. Moguće je postići da je koeficijent nezasićenog pojačanja $2\alpha l$ aktivnog sredstva (plin u plinskim laserima) veći nego (prema (1)) koeficijent gubitaka $\gamma_k = G_k(2d/c)$ po jednom zatvorenom putu k-tog moda pa će laser oscilirati samo u odabranom modu. Ostali modovi bi imali prevelike gubitke. (Ponovno uz napomenu da je d razmak između zrcala, a l je duljina aktivnog sredstva.)

Otvoreni optički rezonatori jesu rezonatori koji saberu energiju zračenja aktivnog sredstva u samo nekoliko modova. Otvorene šupljine sastavljene su od dva ravna ili zakrivljena zrcala smještena nasuprotno, tako da svjetlo koje putuje duž rezonatorske osi uz odbijanje na zrcalima može prolaziti kroz aktivno sredstvo mnogo puta te se postiže visoko ukupno pojačanje. Ostale zrake, koje putuju zatvarajući kut s osi, napuštaju rezonator nakon nekoliko odbijanja ne postigavši značajno pojačanje, kako je prikazano na slici 2.8.b.

Uzmemo li u obzir samo gubitke od refleksija na zrcalima M_1 i M_2 koje imaju koeficijent odbijanja R_1 i R_2 u pasivnom rezonatoru tj. bez aktivnog sredstva, koeficijent gubitka je prema izrazu (1): $\gamma_R = -\ln(R_1 R_2)$. Stoga u vremenu jednog zatvorenog puta $T = 2d/c$, faktor gubitka $G_R = \gamma_R c/2d$, a srednje vrijeme života fotona u rezonatoru bez ostalih gubitaka je:

$$\tau = \frac{1}{G_R} = \frac{2d}{\gamma_R c} = -\frac{2d}{c\ln(R_1 R_2)}.$$

Takvi otvoreni rezonatori su u osnovi Fabry-Perot interferometri obrađeni u poglavlju 5., samo što su udaljenosti između zrcala mnogo veće, a promjeri zrcala kod lasera mnogo manji nego kod uobičajenih interferometara. Upravo zbog malih promjera zrcala u laserima ima ogibnih gubitaka koji nisu zanemarivi. Laseri sa zakrivljenim zrcalima imaju manje ogibne gubitke jer mogu ponovno fokusirati divergentne ogibne zrake.