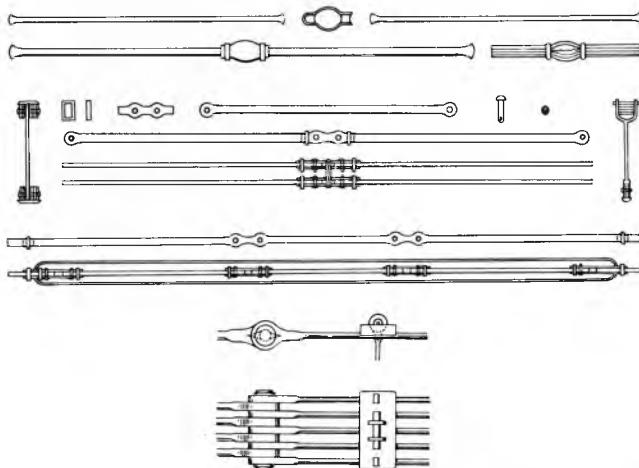


mogli su se samo postići jednaki progibi ovješenih užeta. S obzirom na sigurnost povoljno je da splet ima više lanaca, jer se tada sprečava rušenje čitavog sklopa ako popusti jedna od karika.

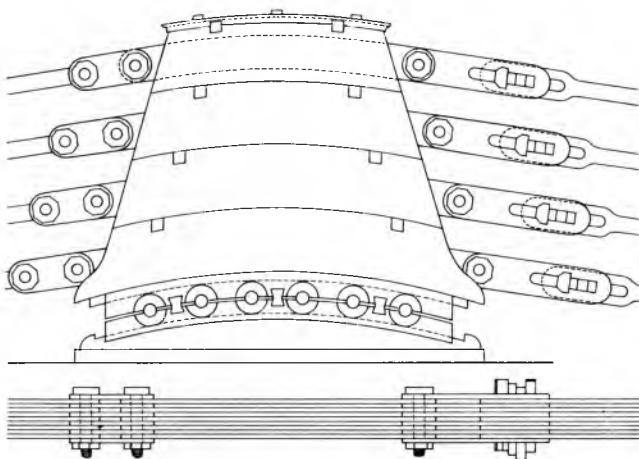


Sl. 20. Detalji lanaca nekih starijih lančanih mostova

Na vrhu pilona i na donjem kraju lanci se usidruju u kamene zidove. Zidani piloni toliko su jaki da mogu preuzeti sile u lancima.

Koso postavljeni lanci (uzde) također se progibaju, što je nepovoljno, pa su se na nekim spletovima dodavali posebni lanci koji uzde spajaju međusobno i s glavnim užetom.

Neki lančani mostovi imaju lance prebaćene preko pilona. Tada je na pilonu izrađen poseban ležaj koji omogućuje pomak lanca s obzirom na pilon (sl. 21).

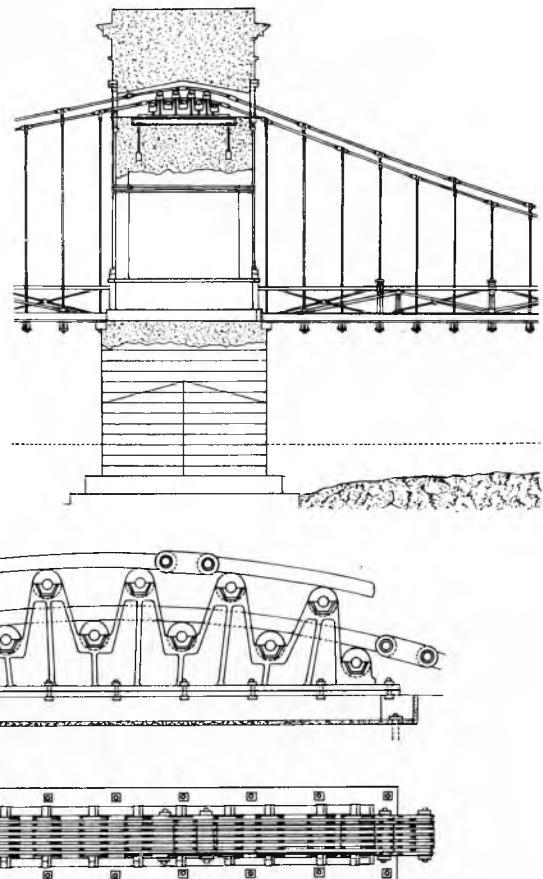


Sl. 21. Detalj na pilonu mosta Menai Strait Bridge (sl. 10), Bangor. Projektant Th. Telford

Na donjim krajevima uzda ili vješaljki visi konstrukcija kolnika koja se obično sastoji od uzdužnih nosača i od preko njih poprijeko položenih drvenih platica. Na novijim mostovima podloga kolnika je izrađena od metala, pa se na nju postavlja uobičajeni kolnik za prolaz vozila. Na tim novijim mostovima lanci su izvođeni kao snopovi od čeličnih limova.

Lančani mostovi služe samo za prijelaz pješaka, stoke i cestovnih vozila. Željeznički mostovi ne grade se s lancima, nego sa žičanim kabelima.

Veliko je značenje za lančane konstrukcije imala konstrukcija kolnika, jer je ona služila i kao nosač za ukrućenje. Prvi lančani mostovi nisu imali uzdužnih nosača kolnika, ali je postojala ograda pa je ona, ako je bila sastavljena od uzdužno povezanih greda, mogla služiti kao nosač za ukrućenje. Na uskim je mostovima ograda mogla biti važan dio nosivog sklopa.



Sl. 22. Pilon s ležajem lanca mosta Hammersmith kod Londona (građen od 1824. do 1827. godine). Projektant W. T. Clark

Prema prilikama i shvaćanju projektanta ograde su na lančanim mostovima namjerno pojačavane.

Pomost širokih mostova izveden je od poprečnih nosača koji su izvana ovješeni na vješaljke ili na uzde, a preko njih ili uz njih smještaju se uzdužni nosači kolnika na koje se počaju ploče kolnika, odnosno ostali dijelovi mosta.

LIT.: Th. Landsberg, Der Brückenbau, Eiserne Bogenbrücken und Hängebrücken. W. Engelmann, Leipzig 1906. — G. Ch. Mertens, Eisenbrückenbau, I. Bd. W. Engelmann, Leipzig 1908. — G. Ch. Mertens, Vorlesungen über Ingenieur-Wissenschaften, II. Teil. W. Engelmann, Leipzig 1908. T. Godard, Ponts et combles métalliques. Librairie J. B. Baillière, Paris 1924. — F. Hartmann, Aesthetik im Brückenbau. F. Deuticke, Leipzig-Wien 1928. — Derick-Beckett, Great buildings of the world, Bridges Hanslyn Publishing Group, London 1969. — M. Hayden, The Book of bridges. Marshall Cavendish, London 1976.

K. Tonković

LASER (izgovorno i lejzer, kratica od engl. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation — pojačavanje svjetlosti pomoću stimulirane emisije zračenja), izvor i pojačalo vrlo usmjerenog snopa koherentnog svjetla, danas i u širem smislu koherentnog elektromagnetskog (infracrvenog, vidljivog i ultraljubičastog) zračenja.

Osniva se na kvantiziranim energetskim stanjima atoma i kvantiziranosti energije pri prijenosu zračenjem. Na toj je osnovi prvo bio načinjen *maser*, pojačalo u mikrovalnom području. Zato je laser u prvo vrijeme nazivan i *kvantni izvor, kvantno pojačalo ili optički maser*. U sovjetskoj literaturi uobičajen je naziv optički kvantni generator (v. *Elektronika*, TE 4, str. 576).

Stimuliranu emisiju zračenja, na kojoj se osniva laser, teorijski je predskazao A. Einstein 1917. Praktična primjena je došla tek pedesetih godina konstruiranjem masera koji su neovisno predložili u SAD J. Weber (1953). J. P. Gordon, H. J. Zeiger i Ch. H. Townes (1954), te u SSSR V. A. Fabrikant (1951), N. G. Basov i A. M. Prohorov (1954). Townes, Basov i Prohorov dobili su 1964. Nobelovu nagradu za fiziku.

A. L. Schawlow i Ch. H. Townes (1958) razrađuju primjenu masera u infracrvenom i optičkom području, na osnovi čega T. H. Maiman (1960) uspijeva stimulirati emisiju svjetlosti u rubinu. Takav rubinski laser radio je impulsno. A. Javan, W. R. Bennett i D. R. Herriot (1961) stimuliraju emisiju svjetlosti u plinu, smjesi helija i neon-a, i to kontinuirano. Od tada se laseri razvrsavaju prema dvjema bitnim karakteristikama: agregatnom stanju sredstva u kojem se pobjudjuje stimulirana emisija i načinu rada, impulsnom ili kontinuiranom.

Stimuliranje emisije zračenja u poluvodičkom sredstvu predložio je P. Aigrain (1959), a poluvodički laser razradili su gotovo istodobno R. N. Hall i M. J. Nathan (1962) i T. M. Quist (1962).

Mnogo kasnije uspijelo je stimulirati emisiju zračenja u tekućinama. Prve pokušaje načinio je D. L. Stockman (1964), a tek su P. P. Sorokin i J. R. Lankard (1966) načinili laser s tekućinom koja je bila otopina organske tvari. Zato se laser s tekućim aktivnim sredstvom naziva i laser s bojilom. F. P. Schafer (1966) promjenom koncentracije otopine ili promjenom refleksivnosti zrcala rezonatora mijenja valnu duljinu u području 60 nm. Nadalje su konstruirani tekućinski laseri s vrlo kratkim impulsima (~1,5 ps) (A. Dienes, 1972) i kontinuirani laseri (O. G. Peterson, 1970).

Snage laserskog snopa prvih lasera bile su vrlo male, reda veličina nešto manje od milivata. Kasnije konstruirani laseri, posebno plinski, daju znatno veću snagu. Snage današnjih lasera dostižu u impulsnom radu i nekoliko teravata. Tek su takvi snažni laseri omogućili njihovu široku praktičnu primjenu.

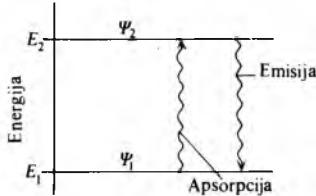
M. Žaja

FIZIKALNI PROCESI U LASERU

Izmjena energije zračenjem. Laser se osniva na međudjelovanju atoma ili molekula s vlastitim zračenjem i makroskopske rezonantne šupljine. U optičkom i infracrvenom dijelu spektra emisija nastaje radiacijskim prijelazima atoma iz stanja više energije u stanja niže energije. Emisija svjetla nastaje kao posljedica promjene energije atomskog ili molekulskog skupa. Takva emisija može se shvatiti, ako se promatra nastala svjetlost i skup atoma koji je tu svjetlost stvorio, kao zatvoreni sustav. Tada se dolazi do zakonitosti koje tumače pojačavanja svjetlosti u atomskoj sredini.

Tako definirana atomska sredina s vlastitim poljem zračenja, zatvorena unutar optičkog rezonatora, daje uz određene uvjete laserske oscilacije.

Izmjena energije zračenja s atomima ili molekulama zbiva se apsorpcijom te spontanom i stimuliranim emisijom zračenja. Ta se izmjena može objasniti na jednostavnom modelu atoma s dvije energetske razine (sl. 1).



Sl. 1. Shema energetskog stanja atoma s dvije energetske razine

Takav model je karakteriziran stanjima Ψ_2 i Ψ_1 i energijama E_2 i E_1 . Prijelaz iz stanja u stanje moguće je izmjenom energije. Energija se izmjenjuje spontanom i stimuliranim emisijom te apsorpcijom zračenja.

Izmjenjena energija jednaka je razlici energija E_2 i E_1 . Ona, u skladu s Bohrovim postulatom, određuje frekvenciju emitiranog ili apsorbiranog zračenja (v. Atom, TE 1, str. 456):

$$hv = E_2 - E_1. \quad (1)$$

Spontana i stimulirana emisija i apsorpcija atoma određena je vjerojatnostima prijelaza u jedinici vremena.

Spontana emisija zbiva se sama od sebe. Atom u stanju Ψ_2 nakon određenog vremena τ (vrijeme života te razine) prelazi spontano u stanje Ψ_1 , emitirajući kvant energije $W = hv$. Vjerojatnost tog spontanog prijelaza i pomjene energije W_{se} u vremenu proporcionalna je Einsteinovu koeficijentu A_{21} , a on je obrnuto proporcionalan vremenu života stanja Ψ_2 :

$$\frac{dW_{se}}{dt} = A_{21} = \frac{1}{\tau}. \quad (2)$$

Stimulirana emisija zbiva se kada na atom u pobuđenom stanju Ψ_2 djeluje zračenje gustoće energije $\varrho(v)$. Vjerojatnost stimuliranih prijelaza proporcionalna je faktoru koji karakterizira atom, Einsteinovu koeficijentu za stimuliranu emisiju B_{21} i gustoći energije zračenja $\varrho(v)$:

$$\frac{dW_{se}}{dt} = B_{21} \varrho(v). \quad (3)$$

Apsorpcija je suprotan proces. Na atom u niže pobuđenom stanju Ψ_1 djeluje zračenje gustoće energije $\varrho(v)$, te mu predaje kvant energije hv . Tada atom iz stanja Ψ_1 prelazi u stanje više energije Ψ_2 . Vjerojatnost tog procesa proporcionalna je Einsteinovu koeficijentu za apsorpciju B_{12} i gustoći energije zračenja $\varrho(v)$,

$$\frac{dW_{aps}}{dt} = B_{12} \varrho(v). \quad (4)$$

Te relacije za vjerojatnosti prijelaza vrijede za jedan atom ili jednu molekulu. U realnim sustavima radi se s atomskim skupom gustoće N atoma u jediničnom volumenu. Ako se na taj skup primijeni model s dvije razine, tada će određeni broj atoma N_2 biti u stanju Ψ_2 a određeni broj N_1 u stanju Ψ_1 . N_2 i N_1 zovu se populacije stanja Ψ_2 i Ψ_1 . Zbroj populacija jednak je ukupnom broju atoma u jediničnom volumenu

$$N_2 + N_1 = N. \quad (5)$$

Broj prijelaza u jedinici vremena dobije se množenjem vjerojatnosti (2), (3) i (4) s populacijom stanja s kojega prijelaz počinje. Tada je broj spontanih prijelaza u jedinici vremena

$$n_{se} = N_2 A_{21}, \quad (6)$$

broj stimulirano emitiranih prijelaza u jedinici vremena

$$n_{st. pr.} = N_2 \varrho(v) B_{21}, \quad (7)$$

a broj apsorpcijskih prijelaza u jedinici vremena

$$n_{ap} = N_1 \varrho(v) B_{12}. \quad (8)$$

Pri termičkoj ravnoteži populacija N_2 i N_1 stanja Ψ_2 i Ψ_1 opisuje Boltzmannov zakon:

$$N_2 = N_1 \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) = N_1 \exp\left(-\frac{hv}{kT}\right), \quad (9)$$

gdje je k Boltzmannova konstanta, a h Planckova konstanta. Gustoća energije zračenja $\varrho(v)$ određena je Planckovim zakonom:

$$\varrho(v) = \frac{8\pi v^2}{c^3} \frac{hv}{\exp\left(\frac{hv}{kT}\right) - 1}, \quad (10)$$

gdje je c brzina svjetlosti.

Pojačanje svjetlosti stimuliranim emisijom

Ako svjetlosni snop (snop fotona) gustoće energije $\varrho(v)$ djeluje na atomski skup od N atoma, takav da može doći do izmjene energije zračenjem, sve tri emisije zračenja zbivaju se istodobno. Sudbina snopa ovisi o stanju populacije N_2 i N_1 .

Upadni snop fotona stimulira na emisiju atome skupa u stanju Ψ_2 populacije N_2 . Dio snopa je apsorbiran atomima skupa u stanju Ψ_1 populacije N_1 , a istodobno skup spontano emitira zračenje zbog spontanog prijelaza atoma iz stanja Ψ_2 u stanje Ψ_1 .

Zračenje nastalo stimuliranim emisijom širi se u istom smjeru kao i ono koje je stimuliralo atome na emisiju. Zračenje nastalo spontanom emisijom širi se izotropno. Prema tome, u smjeru upadnog snopa, na dovoljnoj udaljenosti od atomske skupine, detektirat će se relativno mali dio zračenja nastalog spontanom emisijom. Promjene gustoće energije upadnog snopa određene su stimuliranim emisijom i apsorpcijom. Smanjenje

gustoće energije snopa na putu x u jedinici vremena zbog apsorpcije jednako je umnošku broja apsorpcijskih prijelaza n_{aps} i energije jednog prijelaza:

$$\left(\frac{d\varrho(v, x)}{dt} \right)_{\text{aps}} = - n_{\text{aps}} h v_0. \quad (11)$$

Dobitak u gustoći energije zbog stimulirane emisije jednak je analogno

$$\left(\frac{d\varrho(v, x)}{dt} \right)_{\text{st. em.}} = n_{\text{st. em.}} h v_0. \quad (12)$$

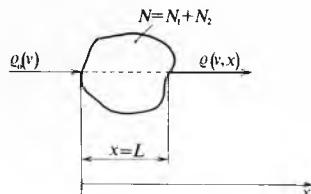
Totalna promjena gustoće energije zračenja jednaka je zbroju tih parcijalnih promjena

$$\left(\frac{d\varrho(v, x)}{dt} \right)_{\text{tot}} = (n_{\text{st. em.}} - n_{\text{aps}}) h v_0. \quad (13)$$

Ako se uzmu u obzir brzine apsorpcijskih i stimuliranih emisiranih prijelaza iz relacije (7) i (8), dobiva se za totalnu promjenu gustoće energije upadnog fotonskog snopa:

$$\frac{d\varrho(v, x)}{dx} = -(N_1 - N_2) \varrho(v, x) g(v) \frac{B h v_0}{c}, \quad (14)$$

gdje je $g(v)$ funkcija oblika spektralne emisijske linije, s transformacijom vremenske u prostornu varijablu, tj. $dx = c dt$.



Sl. 2. Promjena gustoće energije snopa zračenja na putu x pri prolazu kroz atomski skup

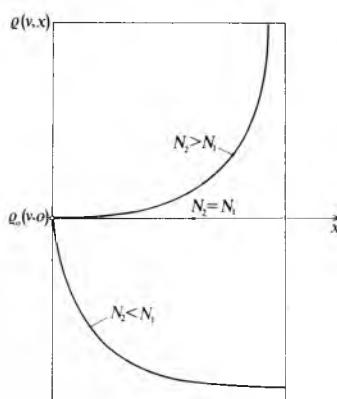
Prema tome, sredina snopa pri prolazu kroz atomski skup, s kojim interagira, ovisi o odnosu populacije stanja Ψ_1 i Ψ_2 .

Integriranjem relacije (14) dobije se ovisnost gustoće energije zračenja o duljini puta x (grafički prikazano na sl. 3)

$$\varrho(v, x) = \varrho_0 \exp [-(N_1 - N_2) \tau(v) x], \quad (15)$$

gdje je:

$$\tau(v) = g(v) B \frac{h v}{c}.$$



Sl. 3. Ovisnost gustoće energije snopa zračenja o duljini puta u atomskom skupu

Prema tome, pri međudjelovanju snopa fotona sa skupom atoma moguće su tri situacije. Kada je populacija niže razine veća od više ($N_1 > N_2$), broj apsorpcijskih prijelaza je veći od

emisijskih i gustoća energije zračenja snopa pri prolazu kroz atomski skup se smanjuje:

$$\varrho(v, x) < \varrho_0(v). \quad (16)$$

Kada su populacije više i niže razine jednake ($N_1 = N_2$), broj emisijskih i apsorpcijskih prijelaza je isti. Snop prolazi kroz atomski skup bez promjene, skup je totalno proziran za foton-ski snop:

$$\varrho(v, x) = \varrho_0(v). \quad (17)$$

Kada je populacija više razine veća od niže ($N_1 < N_2$), broj stimulirano-emisiranih prijelaza je veći od apsorpcijskih. Posljedica je povećanje gustoće energije zračenja upadnog snopa. Tada atomski skup djeluje kao pojačalo:

$$\varrho(v, x) > \varrho_0(v). \quad (18)$$

U prirodi, pri termičkoj ravnoteži, populacije atoma opisuje Boltzmannov zakon raspodjele atoma po energetskim stanjima (9). Po tom zakonu najviše je atoma na najnižoj energetskoj razini. Prema tome, da bi atomski skup djelovao kao pojačalo svjetlosti, potrebno je na umjetan način pobuditi takvo stanje u kojem će biti populacijski raspored $N_2 > N_1$, dakle obrnuto od onog pri termičkoj ravnoteži. Takva se situacija formalno dobiva ako se u Boltzmannovu relaciju (9) uvrsti negativna temperatura. Zato se za takve sustave govori o *inverziji naseljenosti*, ili o *sustavima s negativnom temperaturom*.

Laserska pojačala

Pojačalo jednog proleta. Laserska pojačala su uređaji koji rade na principu stimulirane emisije u sredstvima s inverzijom naseljenosti. Faktor pojačanja signalnog fotonskog snopa, $G(v)$, u skladu s relacijom (15), jednak je

$$G(v) = \frac{\varrho(v, x)}{\varrho_0(v)} = \exp [-(N_1 - N_2)] \tau(v) x = \exp [-(N_1 - N_2)] g(v) B \frac{h v}{c} x. \quad (19)$$

Prema tome, pojačanje ovisi o duljini puta pojačanja x i preko $\tau(v)$ o obliku spektralne emisijske linije $g(v)$.

U atomskim sustavima za primjenu u laserima susreću se skupovi koje karakterizira zračenje s Lorentzovom ili Gaussovom spektralnom linijom. Svaka spektralna emisijska linija obuhvaća neki pojas frekvencija Δv (tzv. prirodna širina linije) i ima neki raspored intenziteta unutar tog pojasa (tzv. oblik linije). Funkcije oblika tih linija dane su relacijama:

za Lorentzov oblik

$$g(v_0, v)_L = \frac{2}{\pi \Delta v} \frac{1}{1 + \left(2 \frac{v - v_0}{\Delta v} \right)^2}, \quad (20)$$

za Gaussov oblik

$$g(v_0, v)_G = \frac{2 \sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta v} \exp \left[- \left(2 \frac{v - v_0}{\Delta v} \right)^2 \ln 2 \right], \quad (21)$$

gdje je v_0 frekvencija središta linije, a Δv širina linije.

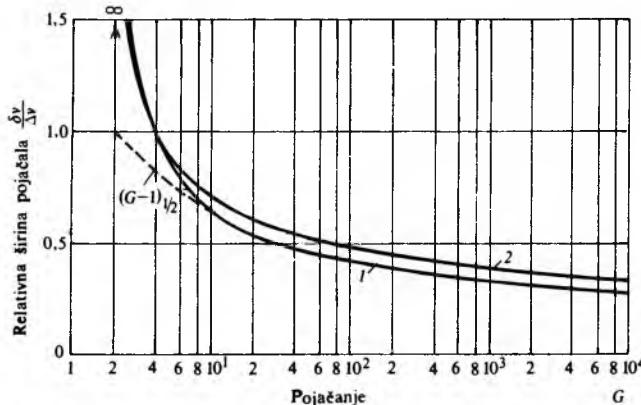
Širina pojasa. Širina pojasa laserskog pojačala definira se kao frekvencijski pojas unutar kojeg pojačanje padne na polovicu svoje maksimalne vrijednosti. U skladu s izrazom (19), (20) i (21) širina pojasa pojačavanja δv kod Lorentzove linije jest

$$\delta v_L = \Delta v \sqrt{\frac{\ln G_0}{\ln G_0 - \ln 2} - 1}, \quad (22)$$

a kod Gaussove:

$$\delta v_G = \Delta v \sqrt{\frac{\ln \frac{\ln G_0}{\ln G_0 - \ln 2}}{\ln 2}}. \quad (23)$$

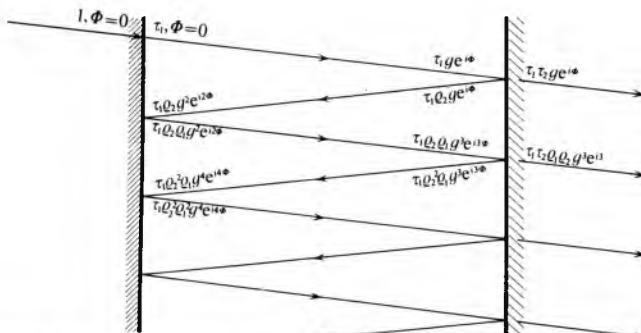
I kod Lorentzove i kod Gaussove proširene linije s porastom pojačanja sužava se pojas pojačavanja. Snop izlazi iz pojačala s užom linijom (sl. 4).



Sl. 4. Relativna širina pojasa pojačavanja prema maksimalnom pojačanju. 1 Lorentzova, 2 Gaussova linija

Regenerativno rezonantno pojačalo. Kod pojačala jednog proleta pobudno zračenje ulazi u lasersko pojačalo, te se zahvajući inverziji naseljenosti sustava pojačava. Zbog stimulirane emisije pojačava se gustoća energije zračenja u snopu, ali se istodobno smanjuje iznos inverzije naseljenosti ($N_2 - N_1$).

Sustav pojačava dok je god $N_2 > N_1$. Prilikom jednog proleta signalnog zračenja kroz sredstvo koje pojačava događa se da se ne upotrijebi sav iznos inverzije naseljenosti. Djelotvornost pojačala može se povećati višestrukim međudjelovanjem signalnog sklopa s atomskim skupom. To se postiže s parom zrcala, na kojima se pri prolazu kroz atomski skup reflektira snop. Takva dva zrcala postavljena međusobno paralelno čine optički rezonator, poznat kao *Fabry-Perotov rezonator*. Prilikom svake refleksije dio zračenja izlazi iz rezonatora. Tako nastaju



Sl. 5. Amplitude i faze jedne zrake prilikom višestruke refleksije na paru zrcala

parcijalni valovi svjetlosti. Oni su međusobno pomaknuti u fazi. Zahvaljujući zajedničkom ishodnom valu oni su međusobno i koherentni, te mogu interferirati. Ako je amplituda upadnog vala $E_0 = 1$, a kut upada kao na sl. 5, tada se zbrajanjem amplituda parcijalnih valova dobije totalna amplituda prolaznog vala

$$E_T = E_0 \frac{\tau_1 \tau_2 G(v, l) e^{i\phi}}{1 - G^2(v, l) \varrho_1 \varrho_2 e^{i2\phi}}, \quad (24)$$

a totalna amplituda reflektiranog vala

$$E_K = E_0 \frac{\varrho_1 - (\varrho_1^2 - \tau_1^2) \varrho_2 G^2(v, l) e^{i2\phi}}{1 - G^2(v, l) \varrho_1 \varrho_2 e^{i2\phi}}, \quad (25)$$

gdje je ϕ fazna razlika sukcesivnih parcijalnih valova, τ_1 i τ_2 su faktori transmisije zrcala Fabry-Perotova rezonatora, a ϱ_1 i ϱ_2 faktori su refleksije, a l je razmak zrcala.

Pretpostavlja se da se za vrijeme stimulirane emisije inverzija naseljenosti ne smanjuje, jer se vanjskim izvorom dovodi energija. Takav sustav je *regenerativno pojačalo*.

Faktor pojačanja \bar{G} intenziteta upadnog snopa dobije se kao omjer intenziteta transmitiranog (ili reflektiranog) i upadnog snopa

$$\bar{G} = \frac{E - E^*}{E_0 - E_0^*}, \quad (26)$$

gdje su E^* i E_0^* kompleksno konjugirane amplitude propusnog (ili reflektiranog) i upadnog vala. U skladu s time faktor pojačanja G_T prolaznog vala iznosi

$$\bar{G}_T = \frac{T_1 T_2 G(v, l)}{(1 - G(v, l)/\sqrt{R_1 R_2})^2 + 4 G(v, l)/\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \Phi}, \quad (27)$$

a reflektiranog vala

$$\bar{G}_R = \frac{T_1 T_2 G(v, l)}{(1 - G(v, l)/\sqrt{R_1 R_2})^2 - 4 G(v, l)/\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \Phi}, \quad (28)$$

gdje su T_1 i T_2 faktori transmisije snage za zrcala, a R_1 i R_2 faktori refleksije snage za zrcala, $T = \tau^2$, $R = \varrho^2$. Maksimumi funkcija \bar{G}_T i \bar{G}_R jesu

$$\Phi = k\pi, \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots, n. \quad (29)$$

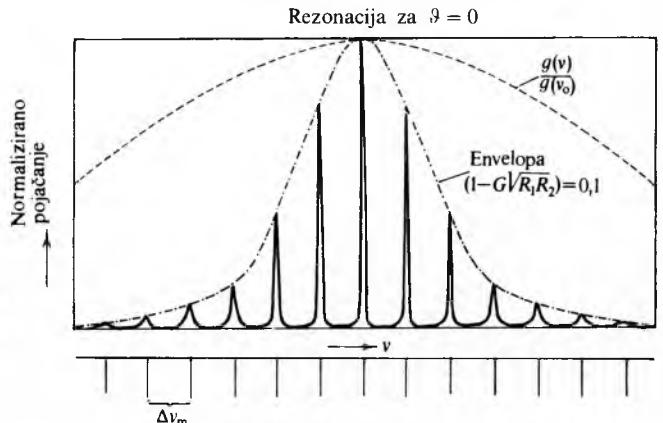
Faza Φ dana je izrazom

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{l}{\cos \vartheta} = \frac{2\pi L}{\lambda}, \quad (30)$$

gdje je L duljina puta između dviju sukcesivnih refleksija, l je razmak zrcala, ϑ upadni kut signalnog vala, a λ valna duljina svjetlosnog snopa u rezonatoru. Slijedi da pojačalo ima maksimalno pojačanje za

$$L = k \frac{\lambda}{2}, \quad (31)$$

tj. kada je razmak između zrcala jednak višekratniku polovice valne duljine zračenja koje se pojačava. Pojačalo radi samo na određenim frekvencijama, ono je *rezonantno*.



Sl. 6. Ovisnost normaliziranog faktora pojačanja o frekvenciji

Međusobni razmak rezonantnih frekvencija određen je razmakom zrcala i iznosom

$$\Delta v_0 = \frac{c}{2nl} \cos \vartheta, \quad (32)$$

gdje je c brzina svjetlosti, a n indeks loma sredstva koje pojačava. U tom sredstvu s disperzijom indeksa loma razmak rezonantnih frekvencija mijenja se s frekvencijom.

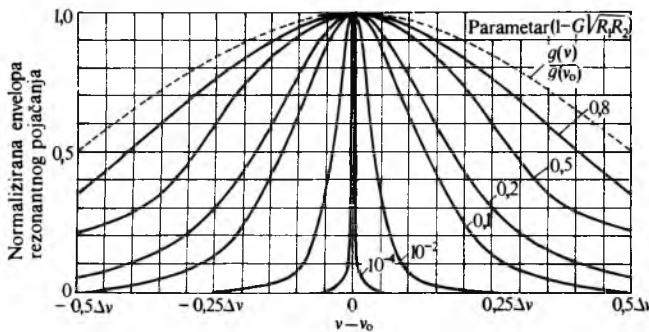
Maksimalno pojačanje rezonantnog regenerativnog pojačala \bar{G}_{max} dobije se iz relacije (27) i (28) i uvjeta (29),

$$(G_1)_{max} = \frac{T_1 T_2 G(v, l)}{[1 - G(v, l)/\sqrt{R_1 R_2}]^2}. \quad (33)$$

Poluširina pojačavačkog pojasa regenerativnog rezonantnog pojačala iznosi:

$$\delta v = \frac{c_0}{2\pi L n} \frac{1 - G(v, l)\sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt{G(v, l)}\sqrt{R_1 R_2}}. \quad (34)$$

Na sl. 6 prikazana je ovisnost faktora pojačanja $G_T(v, l)$ o frekvenciji prema relaciji (27). Oštiri vrhovi pojavljuju se na mjestima rezonantnih frekvencija. Njihova maksimalna vrijednost ovisi o $G(v, l)$ u skladu s relacijom (33).



Faktor pojačanja regenerativnog rezonantnog pojačala ovisi o pojačanju jednog proleta, te o koeficijentu refleksije zrcala R_1 i R_2 . Ta je ovisnost prikazana na sl. 7.

Laserski oscilator

Prag laserske oscilacije. Maksimalni faktor pojačanja \bar{G}_{\max} postaje beskončan kada nazivnik relacije (33) teži nuli. Tada pojačalo postaje nestabilno, ono postaje laserski oscilator. Prema tome, uvjet za prag laserske oscilacije je

$$G(v, l)\sqrt{R_1 R_2} = 1. \quad (35)$$

Ako se za $G(v, l)$ upotrijebi relacija (19), može se dobiti uvjet za graničnu inverziju naseljenosti kod koje dolazi do laserske oscilacije

$$(N_2 - N_1)_{pr} = \frac{8\pi^2}{c_2} \frac{1}{A} \frac{1 - R}{n \lg(v)}. \quad (36)$$

Za unaprijed dani iznos inverzije naseljenosti prag će biti najprije u središtu linije, jer je tamo $g(v_0)$ maksimalno. S porastom iznosa inverzije naseljenosti prag će se postići i za frekvencije izvan središta linije. Tako s porastom inverzije naseljenosti u lasersku oscilaciju ulazi sve više rezonantnih frekvencija Fabry-Perotova rezonatora.

Ako se u sredstvu koje pojačava može kontinuirano regenerirati izgubljena inverzija naseljenosti, laserski oscilator kontinuirano emitira laserski snop. Zbog prirode stimulirane emisije ovaj snop je i prostorno i vremenski koherentan. Budući da se radi o višestrukom prolazu kroz aktivno sredstvo koje pojačava, snop je višestruko pojačavan. Geometrijska struktura rezonatora omogućuje postajanje i pojačanje samo onih parcijalnih valova koji se šire strogo u smjeru okomitom na zrcala. Zbog toga je laserski snop oštiro paralelan. Laserski snop nastaje na određenim prijelazima, pa je monokromatski. Što više, on je spektralno uži od emisijske linije adekvatnog prijelaza, jer je pojas pojačanja laserskog pojačala i oscilatora uži od prirodne širine spektralne linije.

A. Peršin

Optički rezonatori

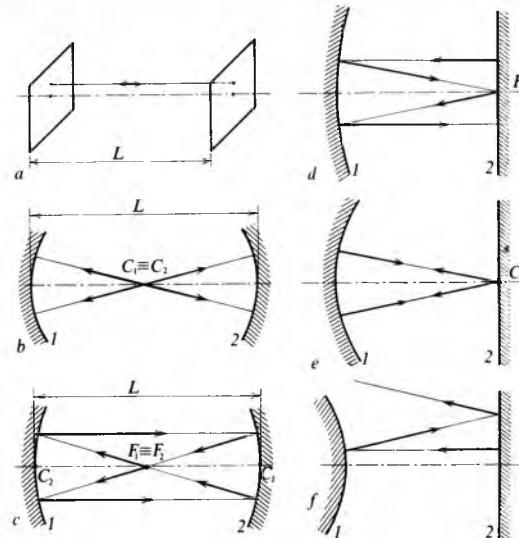
Laser se sastoji od aktivnog sredstva, uređaja za stvaranje inverzije naseljenosti u aktivnom sredstvu (tzv. uređaja za pumpanje) i optičkog rezonatora. Optički rezonator lasersa jest šupljina omeđena reflektirajućim plohama. Najjednostavniji je tzv. otvoreni rezonator, omeđen samo s dvije nasuprot postavljene reflektirajuće plohe.

Svrha lasera je pojačavanje koherentnog zračenja pomoću aktivnog sredstva u laseru. Zato se unutar rezonatora mora nalaziti dovoljno aktivnog sredstva. Pojačavanje zračenja treba da je u uskom pojusu frekvencija.

To se ne može postići zatvorenim rezonatorom, koji za dobivanje zračenja određene frekvencije treba imati šupljine veličine reda valne duljine, što nije pogodno za frekvencije kakve ima svjetlo. Tada u rezonatoru ne bi bilo niti dovoljno aktivnog sredstva, pa rezonator treba da bude velik u odnosu na valnu duljinu zračenja koje pojačava. Tada bi rezonator rezonirao na više frekvencija, tj. bio bi multimodan. Pojačanje jedne od frekvencija sada je slabije nego kad ostale ne bi bile pojačane. Također se postiže nizak stupanj monokromatičnosti pojačanog zračenja.

Tipovi rezonatora. Većina upotrebljivanih laserskih rezonatora ima ravna ili sferna zrcala, pravokutnog ili, češće, kružnog oblika, razmaknuta na udaljenost L . Razmak L je od nekoliko milimetara do približno jedan metar.

Planparalelni rezonator (Fabry-Perot) sastoji se od dva razmaknuta ravna zrcala (sl. 8 a), postavljena paralelno jedno nasuprot drugom. U prvoj aproksimaciji može se uzeti da su modovi tog rezonatora superpozicija dvaju ravnih elektromagnetskih valova koji se šire u suprotnim smjerovima uzduž osi šupljine. Uz tu aproksimaciju rezonantne frekvencije dobiju se uz uvjet da je duljina šupljine L višekratnik poluvalnih duljina, tj. $L = n(\lambda/2)$, gdje je n prirodnji broj. Time se dobije stojni val unutar rezonatora, tj. električno polje je jednako nuli na oba zrcala. Rezonantne frekvencije su $v = c(2L)$, gdje je c brzina svjetlosti.



Sl. 8. Osnovni oblici laserskih rezonatora. a) planparalelni rezonator sastoji se od dva zrcala koja su postavljena paralelno jedno nasuprot drugom na udaljenosti L , b) koncentrični sferni rezonator sastoji se od dva sferna zrcala, jednakih polumjera zakrivljenosti R , razmaknutih na udaljenosti $L = R$, pa im se žarišta poklapaju, d) hemikonfokalni rezonator sastoji se od sfernog i ravnog zrcala, razmaknutih na žarišnu udaljenost sfernog zrcala, e) hemisferični rezonator sastoji se od sfernog i ravnog zrcala, razmaknutih na udaljenost polumjera zakrivljenosti sfernog zrcala, f) primjer nestabilnog rezonatora: sferno i ravno zrcalo smješteni su tako da zraka paralelna s osi rezonatora nakon niza refleksija divergira i napušta rezonator

Koncentrični (sferski) rezonator sastoji se od dva sferna zrcala (sl. 8 b) istog polumjera zakrivljenosti R i razmaknuta na udaljenost $L = 2R$, tako da se središta zakrivljenosti zrcala poklapaju. Modove tog rezonatora čini superpozicija dvaju sfernih valova koji se kreću u suprotnim smjerovima, a izviru u središtu zakrivljenosti zrcala.

Konfokalni rezonator sastoji se od dva sferna zrcala (sl. 8 c) istog polumjera zakrivljenosti R i razmaknuta na udaljenost

$L = R$, tako da im se žarišta poklapaju. U predodžbi geometrijske optike zrake koje krenu iz žarišta nakon četiri refleksije ponovno prolaze kroz istu točku.

Kombinirani rezonatori od ravnog i sfernog zrcala jesu, npr., hemikonfokalni (sl. 8d) i hemisferični (sl. 8e) rezonator. Također postoje rezonatori napravljeni od dva sferna zrcala jednakih zakrivljenosti R i razmaknuta na udaljenost L takvu da je $R < L < 2R$ i $L < R$. Tada nije moguće općenito upotrebljavati predodžbu geometrijske optike, prema kojoj zrake nakon nekoliko prolaza između zrcala ponovno prolaze istom točkom.

Svi se ti rezonatori mogu promatrati kao posebni primjeri općenitog rezonatora, napravljenog od dva zrcala, različitih polumjera zakrivljenosti (pozitivnog i negativnog) i razmaknuta na udaljenost L . Rezonatori se mogu razvrstati u dvije skupine: stabilne i nestabilne rezonatore. Rezonator je *nestabilan* kada proizvoljna zraka paralelna s osi rezonatora nakon naizmjeničnih refleksija na zrcalima divergira sve dalje od osi rezonatora (sl. 8f). Obratno, rezonator kod kojeg zraka ostaje između zrcala jest *stabilan* rezonator.

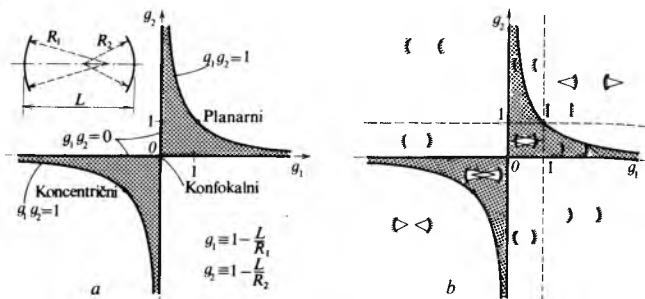
Uvjet za stabilnost rezonatora jest

$$0 < g_1 g_2 < 1, \quad (37)$$

gdje su $g_1 = 1 - L/R_1$ i $g_2 = 1 - L/R_2$, R_1 i R_2 polumjeri zakrivljenosti zrcala, a L je razmak između zrcala. Uvjet za nestabilnost rezonatora jest

$$\begin{aligned} g_1 g_2 &> 1 && (\text{pozitivni rezonator}), \\ g_1 g_2 &< 0 && (\text{negativni rezonator}). \end{aligned} \quad (38)$$

Uvjeti stabilnosti prikazani su grafički na sl. 9. Stabilni i nestabilni rezonatori razlikuju se u tome što je kod stabilnog rezonatora presjek snopa emitiranog zračenja relativno malen. Npr. kod duljine rezonatora ~ 1 m, uz emitiranje u vidljivom spektru frekvencija, presjek snopa je $\sim 1 \text{ mm}^2$ ili manji. U tako malom volumenu moda i izlazna energija je malena. Kod nestabilnih rezonatora elektromagnetsko polje se ne zgušnjuje oko osi rezonatora, pa je moguće ostvariti veliki volumen moda ako laser radi u jednom modu. Međutim, postoji problem bježanja laserskih zraka iz rezonatora. Prednost nestabilnih rezonatora je u mogućnosti izvedbe rezonatora u isključivo refleksnoj optici, što omogućuje rad u dalekom infracrvenom području zračenja. Nedostatak im je što presjek izlaznog snopa ima oblik prstena s nejednolikom raspodjelom intenziteta.



Sl. 9. Grafički prikaz stabilnosti optičkih rezonatora (svi su sustavi pod osjećanjem površinom stabilni). a) opći grafički prikaz stabilnosti, b) primjer rasporeda zrcala koji odgovaraju različitim područjima $g_1 g_2$ ravnine

Modovi planparalelnog rezonatora. Kao primjer dana je apsorptomativna teorija planparalelnog rezonatora. Mod zatvorenog rezonatora, šupljine, definira se kao stacionarna konfiguracija elektromagnetskog polja, koja zadovoljava Maxwellove jednadžbe i rubne uvjete (v. Elektrotehnika, TE 5, str. 143). Električno je polje te konfiguracije

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \vec{u}(\vec{r}) \exp(i\omega t), \quad (39)$$

gdje je $\omega/2\pi$ frekvencija moda.

Komponente moda pravokutne šupljine (sl. 10) jesu:

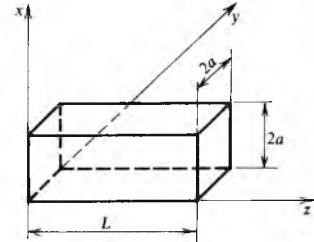
$$\begin{aligned} E_x &= e_x \cos(k_x x) \sin(k_y y) \sin(k_z z) \sin \omega t, \\ E_y &= e_y \sin(k_x x) \cos(k_y y) \sin(k_z z) \sin \omega t, \\ E_z &= e_z \sin(k_x x) \sin(k_y y) \cos(k_z z) \sin \omega t, \end{aligned} \quad (40)$$

gdje je $k_x = \frac{l\pi}{2a}$, $k_y = \frac{m\pi}{2a}$ i $k_z = \frac{n\pi}{2a}$ (l, m, n su pozitivni cijeli brojevi).

Rezonantne su frekvencije

$$v = \frac{c}{2} \left(\left(\frac{n}{L} \right)^2 + \left(\frac{m}{L} \right)^2 + \left(\frac{l}{2a} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (41)$$

gdje je $2a$ stranica zrcala.



Sl. 10. Pravokutna šupljina s idealno vodljivim stijenkama

Za otvoreni rezonator, koji se primjenjuje kod lasera, pretpostavlja se da je $m, l \ll n$ (to se objašnjava time što se zatvoreni rezonator otvorio uklanjanjem bočnih stijenki, te su modovi koji odgovaraju vrijednostima l i m znatno oslabljeni). Odатle

$$v \approx \frac{c}{2} \left(\frac{n}{L} + \frac{1}{2} \frac{l^2 + m^2}{n} \frac{L}{4a^2} \right). \quad (42)$$

Razlika frekvencija između dva moda uz isti l i m , gdje se n razlikuje za jedinicu, jest

$$\Delta v_n = \frac{c}{2L}. \quad (43)$$

Takva dva moda razlikuju se jedino u raspodjeli polja uzduž osi z (tj. longitudinalno). Odatile je Δv_n razlika frekvencija između dva longitudinalna moda.

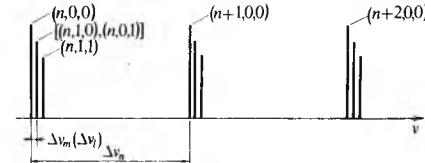
Razlika frekvencija između dva moda kojima se m odnosno l razlikuju za jedinicu jest

$$\begin{aligned} \Delta v_m &= \Delta v_n \frac{L^2}{4na^2} \left(m + \frac{1}{2} \right), \\ \Delta v_l &= \Delta v_n \frac{L^2}{4na^2} \left(l + \frac{1}{2} \right). \end{aligned} \quad (44)$$

Promjenom l ili m za jedinicu uz konstantan n dobiju se modovi koji se razlikuju samo u raspodjeli polja u ravnini okomitoj na os z , a Δv_m i Δv_l jesu razlika frekvencija između transverzalnih modova. Razmak između transverzalnih modova može se izraziti pomoću Fresnelova broja $N = a^2/L\lambda$

$$\begin{aligned} \Delta v_m &= \Delta v_n \frac{m + 1/2}{8N}, \\ \Delta v_l &= \Delta v_n \frac{l + 1/2}{8N}. \end{aligned} \quad (45)$$

Fresnelov broj N fizikalno predstavlja omjer između polukuta pod kojim se vidi jedno zrcalo iz središta drugoga i difrakcijskog kuta ravnog elektromagnetskog vala, koji ima iste

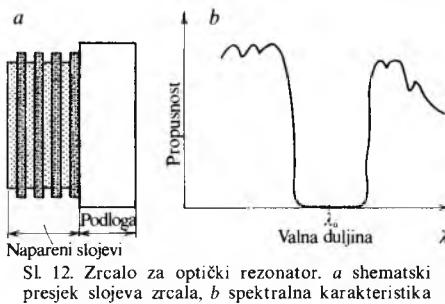


Sl. 11. Rezonantne frekvencije planparalelnog rezonatora. Indeksni u zgradama označuju vrijednosti cijelih brojeva n, m i l .

transverzalne dimenzije kao i rezonator. Za većinu je laserskih rezonatora $N \gg 1$. Iz toga slijedi da je Δv_n nekoliko stotina megaherca, a Δv_m i Δv_l nekoliko megaherca (sl. 11).

K. Tisaj

Optika tankih slojeva kod lasera. Nezamjenljivi sastavni dio, pogotovo u prvobitnim laserima, jest optički rezonator. On se sastoji od dva zrcala, od kojih jedno ima najveći mogući faktor refleksije (~99,7%), a drugo, izlazno zrcalo, manju refleksiju 95–97%. Ta zrcala moraju imati što manji faktor apsorpcije (~0,2%). Ako se poveća apsorpcija, manji je u vijek trajanja, što je osobito važno za lasere većih snaga. Zbog toga se zrcala za optički rezonator izrađuju pretežno od dielektričnih materijala. Izrađuju se postupkom izmjeničnog naparavanja slojeva s malim i velikim indeksom loma, određenih debljinama, u visokom vakuumu. Na sl. 12a prikazana je shematski grada jednog zrcala, a na sl. 12b njegova spektralna karakteristika. Proporcionalno s brojem slojeva povećava se i refleksivnost reflektora, pa reflektori imaju i do tridesetak slojeva. Maksimalnu refleksivnost imaju zrcala na valnoj duljini laserske emisije.



Sl. 12. Zrcalo za optički rezonator. a) shematski presjek slojeva zrcala, b) spektralna karakteristika

Osim za laserske rezonatore, tanki slojevi primjenjuju se i za izradbu antirefleksnih slojeva u laserskim sustavima (posebno u infracrvenom području), tankoslojnih polarizatora, djelitelja snopa i zaštitnih laserskih naočala. Svi navedeni tankoslojni sustavi izrađuju se tehnikom naparavanja u visokom vakuumu na temelju prethodno izračunatih debljina i indeksa lomova pojedinih slojeva.

Materijali koji se naparavaju najčešće su ZnS , Na_3AlF_6 , MgF_2 , Al_2O_3 , SiO_2 , TiO_2 , CeF_3 , MgO itd. Materijali za naparavanje moraju biti čisti, jer proporcionalno primjesa raste i apsorpcija u pojedinom sloju višeslojnog optičkog sistema. Današnje metode proračuna višeslojnih sustava i automatske kontrole naparavanja omogućuju realizaciju optičkih karakteristika prema potrebi.

H. Zorc

Karakteristike snopa laserskog zračenja

Lasersko zračenje je elektromagnetsko titranje, koje se po svojoj prirodi ne razlikuju od zračenja koje emitiraju drugi izvori takva zračenja. Međutim, to se zračenje razlikuje posebnim svojstvima od zračenja, npr., crnog tijela ili luminscentnih izvora. Svojstva kao monokromatičnost, koherentnost, usmjerenost i svjetljivost laserskog zračenja čine da je ono bitno drugačije od ostalih izvora.

Monokromatičnost. Izvor zračenja je monokromatski ako on emitira zračenje samo jedne frekvencije. Laser koji oscilira u jednom modu, a izlazna mu se snaga ne mijenja u vremenu, ima teorijsku granicu monokromatičnosti

$$\Delta\nu_L = \frac{8\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P}, \quad (46)$$

gdje je $\Delta\nu_L$ frekvencijska poluširina laserskog zračenja, ν frekvencija titranja moda, $\Delta\nu_c$ frekvencijska poluširina moda laserskog rezonatora, $\Delta\nu_c = \frac{1}{2\pi\tau_c} (\tau_c = \frac{L}{\gamma_c})$ vrijeme utrnuća fotona u rezonatoru, L duljina rezonatora, γ_c gubitak dijela fotona poslije prolaza kroz rezonator, što uključuje difrakcijske gubitke, transmitivnost zrcala i unutrašnje gubitke aktivnog materijala), P izlazna snaga lasera, a h Planckova konstanta. Npr. za helijsko-neonski laser (He-Ne laser) uz $P = 1 \text{ mW}$ je $\Delta\nu_L = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$. U praksi efekti kao vibracije i toplinski širenje rezonatora ograničuju frekvencijsku poluširinu lasera na $\Delta\nu_L = 50 \dots 500 \text{ Hz}$.

Kod plinskih impulsnih lasera, monokromatičnost ovisi o trajanju impulsa, tako da za jednomodni snažni impuls, uz trajanje impulsa $\tau = 10^{-8} \text{ s}$, frekvencijska je poluširina $\Delta\nu = 100 \text{ MHz}$.

Ako laser radi na više modova, monokromatičnost ovisi o broju modova. Kod čvrstih lasera (rubinski, neodimski, poluvodički), gdje je teško ili nemoguće postići rad u jednom modu, frekvencijska je poluširina reda veličine gigaherca.

Koherentnost. Postoje dva tipa koherentnosti: prostorna i vremenska.

Prostorna koherentnost dviju točaka T_1 i T_2 , koje u trenutku t_0 leže na istoj valnoj fronti, znači da u tom trenutku nema između njih fazne razlike. Ako te razlike nema u bilo kojem trenutku t , tada je to potpuna koherentnost između tih dviju točaka. Ako to vrijedi za bilo koje dvije točke na valnoj fronti, to je potpuna prostorna koherentnost. Ako to vrijedi samo za neki dio površine oko jedne od točaka, tada je to djelomična prostorna koherentnost.

Vremenska koherentnost znači da se električno polje u nekoj točki snopa zračenja razlikuje u trenucima t i $(t + \tau)$ za određenu faznu razliku, i da u trajanju τ fazna razlika ostaje ista za bilo koje početno vrijeme t , tj. vremenska koherentnost traje samo τ . Ako to vrijedi za bilo koju vrijednost τ , elektromagnetski val je vremenski potpuno koherentan. Ako to vrijedi za τ takav da je $0 < \tau < \tau_0$, tada je to djelomična vremenska koherentnost s trajanjem koherentnosti τ_0 .

Važno je da prostorna koherentnost ne ovisi o vremenskoj. Elektromagnetski val s trajanjem koherentnosti τ_0 ima frekvencijsku poluširinu: $\Delta\nu \approx \frac{1}{4\pi\tau_0}$. Ako laser ima frekvencijsku po-

luširinu $\Delta\nu_L$, onda je trajanje koherencije $\tau_{c0} \approx \frac{1}{4\pi\Delta\nu_L}$. Vremenska je koherentna duljina $l_c = c\tau_{c0}$. Za helijsko-neonski laser sa $\Delta\nu_{osc} = 50 \dots 500 \text{ Hz}$ iznosi $l_c = 60 \dots 600 \text{ km}$. Običan izvor svjetlosti (npr. natrijeva svjetiljka) ima trajanje koherentnosti $\tau_{c0} \approx 10^{-10} \text{ s}$, te je $l_c \approx 3 \text{ cm}$.

Omjer intenziteta laserskog i toplinskog zračenja. Mali plinski laser (kakav je npr. He-Ne laser), ima snagu zračenja $P \geq 1 \text{ mW}$, a impulsni laseri (rubinski, Nd:YAG laser) imaju snage $P \approx 10^9 \text{ W}$ (iako u veoma kratkim impulsima). Broj emitiranih fotona N_L u vremenu t jest

$$\frac{N_L}{t} = \frac{P}{hv} \approx 10^{16} \dots 10^{28} \text{ s}^{-1},$$

gdje je h Planckova konstanta, a v frekvencija laserskog zračenja.

Zagrijano tijelo emitira na nekoj temperaturi T s dijela svoje površine ΔS i u području frekvencija $\Delta\nu$ N_T fotona u vremenu t

$$\frac{N_T}{t} = \frac{2\pi}{\lambda^2} \left(\exp \frac{hv}{kT} - 1 \right)^{-1} \Delta S \Delta\nu,$$

gdje je λ valna duljina promatrane svjetlosti, a k Boltzmannova konstanta. Ako je temperatura tijela $T = 6000 \text{ K}$, što odgovara temperaturi površine Sunca, i ako se promatra zračenje s površine zračila $\Delta S = 1 \text{ cm}^2$ (promjeri izlaznih otvora lasera su reda veličine milimetra za plinski lasere i centimetra za čvrste lasere), i ako je za plinski laser $\Delta\lambda = 10^{-18} \text{ m}$, a za čvrsti laser $\Delta\lambda = 10^{-13} \text{ m}$, broj fotona koje zrači takvo užareno tijelo jest 10^{11} fotona u sekundi za širinu frekvencijskog pojasa koje ima plinski laser, odnosno 10^{16} fotona u sekundi za širinu frekvencijskog pojasa koja ima čvrsti laser. Usporedbom s brojem fotona koje zrači Sunce, plinski laseri zrače 10^5 , a čvrsti 10^{12} puta jače nego Sunce u promatranom području frekvencija.

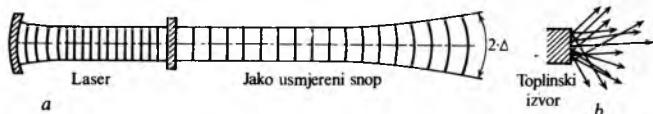
Usmjerenost. Plinski laser može se smatrati izvorom ravnog vala (laser radi u jednomodnom načinu rada), te mu je faza jednaka preko cijelog presjeka snopa. Tada je kutno širenje laserskog snopa analogno difrakciji ravnog vala na kružnoj pukotini. Kutno je širenje (sl. 13):

$$\Delta\theta = 1,22 \frac{\lambda}{D}, \quad (47)$$

gdje je λ valna duljina svjetla koju laser emitira, a D promjer snopa. Ako se upotrebljava laserski rezonator sa sfernim zrcalima, i ako se gleda usmjerenost Gaussova snopa (najniži mod), dobije se divergencija snopa na velikoj udaljenosti:

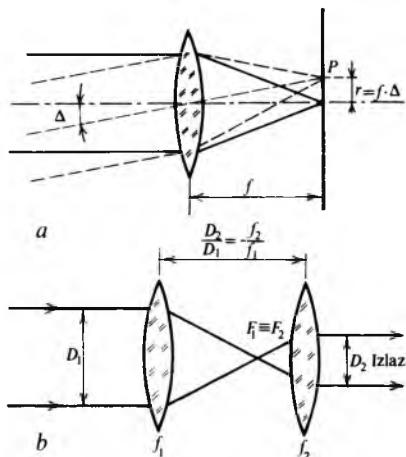
$$\Delta\theta_g = \frac{\lambda}{\pi w_1}, \quad (48)$$

gdje je w_1 polumjer Gaussova snopa u laseru na najužem dijelu. Uz pretpostavku da je $D = 2w_1$, vidi se da za iste promjere snopa Gaussov snop ima dvostruko manju divergenciju od snopa ravnog vala.



Sl. 13. Usmjerenozrāčenja laserskog i toplinskog zračenja. a laser ima veoma usmjereni zračenje s kutom divergencije $\Delta\theta$, b zračenje užarenog toplinskog izvora je u svim smjerovima

Svetljivost. Svetljivost (luminancija) izvora svjetla definira se kao svjetlosni tok (snaga) emitiran iz jedinice površine po jedinici prostornog kuta (v. Fotometrija, TE 5, str. 608). Iz definicije proizlazi da dva lasera jednake izlazne snage i jednakih promjera izlaznog snopa, a različitih divergencija snopa, imaju različite svjetljivosti; snop manje divergencije ima veću svjetljivost. To se vidi kao razlika u osvjetljenju izoštrenje svjetle mrlje na zastoru, ako se oba snopa fokusiraju istom lećom (sl. 14 a).



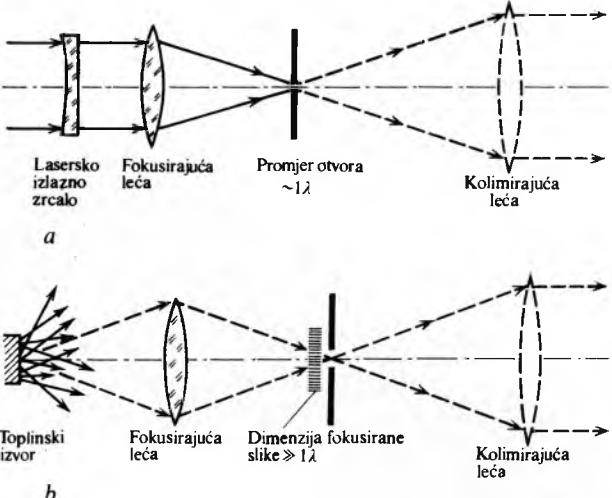
Sl. 14. Prolaz laserskog snopa kroz leće. a fokusiranjem laserskog snopa divergencije $\Delta\theta$ dobije se na zastoru, koji prolazi kroz žarište i okomit je na os leće, svjetli kružić polumjera $r = f\Delta\theta$, b optički sustav za povećanje intenziteta snopa istodobno povećava i divergenciju snopa: $\Delta\theta_2 = \frac{f_1}{f_2} \Delta\theta_1$

Intenzitet se snopa može povećati pomoću optičkog sustava (sl. 14 b), ali svjetljivost ne. Vrijedi i pravilo da za dani svjetlosni izvor i optički sustav slika izvora ne može biti svjetlija od izvora (ako su izvor i slika okruženi sredstvom istog indeksa loma).

Svetlost lasersa je nekoliko redova veličine veća od najnajnijih nekoherentnih izvora svjetla.

Ako je lasersko zračenje fokusirano lećom, kojoj je žarišna duljina jednaka promjeru laserskog snopa, u žarištu se dobiva svjetlosna mrlja promjera valne duljine laserskog zračenja. Ako ta mrlja pada na otvor promjera jednakog valnoj duljini, a snop je ponovno kolimiran drugom lećom, dobije se snop koherentnog zračenja (sl. 15a). Ako se zračenje nekoherentnog izvora (npr. živine svjetiljke) kolimira na isti način, dobije se snop koji ima istu prostornu koherenciju kao i kolimirani laserski snop (sl. 15b). Usporedbom snage zračenja lasersa (npr. He-Ne

laser) od $P = 1 \text{ mW}$ uz $\Delta\nu_L = 500 \text{ Hz}$ i snage zračenja kolimiranog snopa živine svjetiljke snage $P = 100 \text{ W}$, uz isti $\Delta\nu_L$, dobije se snaga zračenja kolimiranog snopa od živine svjetiljke $P = 10^{-18} \text{ W}$.

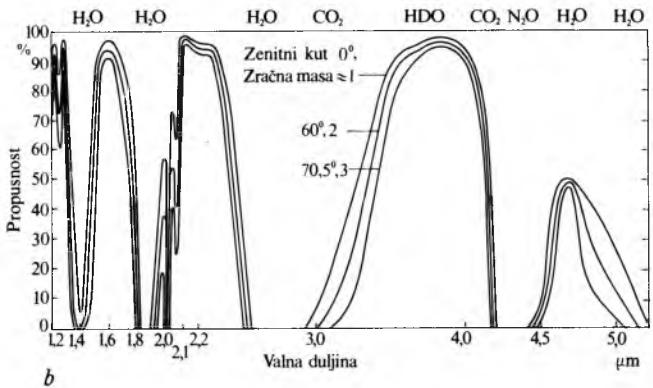
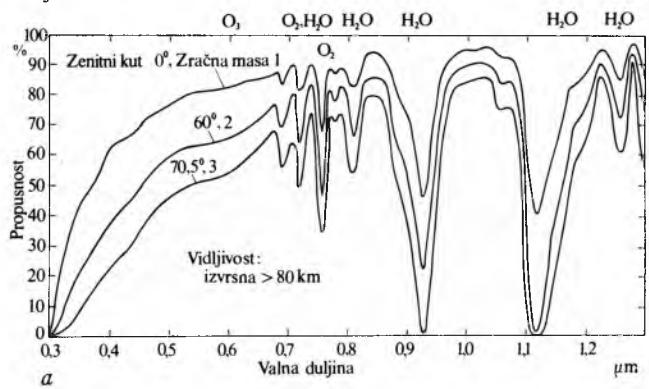


Sl. 15. Kolimirani snop: a lasersa, b užarenog tijela. Sav fokusirani snop lasersa prolazi kroz otvor promjera jednakog valnoj duljini zračenja, a tek veoma mali dio fokusiranog zračenja užarenog tijela prolazi kroz jednak otvor. U oba slučaja ponovno kolimirani snop ima jednaku prostornu koherenciju

Zbog toga je teško dobiti interferencijske pojave (koje zahtijevaju izvore s dobrom koherencijom) upotrebljavajući nekoherentne izvore.

Prijenos laserskog snopa kroz atmosferu

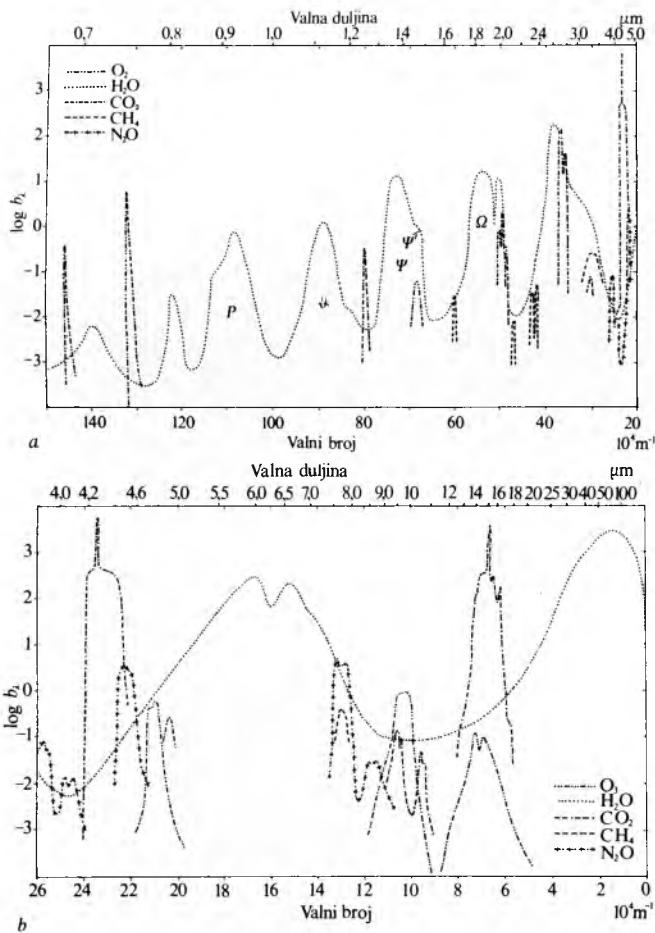
Atmosfera je sredstvo s prostorno i vremenski promjenljivim optičkim svojstvima, pa se snop laserskog zračenja u njо raspršuje, apsorbira i lomi. Lasersko zračenje je po svojoj prirodi jednako zračenju drugih izvora elektromagnetskog zračenja. Razlika je u tome što je to zračenje monokromatsko, vrlo usmjereni i intenzivno.



Sl. 16. Atmosferska propusnost u bliskom ultraljubičastom, vidljivom i bliskom infracrvenom dijelu spektra, za različite nagibe snopa prema zenitu

Apsorpcija zračenja uglavnom može biti dvojaka. Prvom načinom gubi se energija zračenja pobudom, uglavnom elektrona, u česticama atmosfere (atomi, molekule). Elektroni u atomima i molekulama kao oscilatorskim sustavima pobuđuju se frekvencijama upadne svjetlosti (zračenja), koje su bliske vlastitim frekvencijama tih oscilatora, te počinju i sami oscilirati. Tako dio energije iz snopa prelazi na atome i molekule, a intenzitet snopa pada. Pobuđeni se elektroni zatim vraćaju u prvobitno stanje, emitirajući zračenje iste ili niže frekvencije.

Dруги način jest sudarna apsorpcija. Pobuđeni oscilatori prilikom sudara čestice s česticom (atom, molekula) oslobađaju višak energije, koja se izražava kao kinetičko gibanje čestica. Proces je fizički komplikiran, pošto se radi o kvantnim gubicima energije oscilatora i kontinuiranim prirastima kinetičke energije, koji su maksimalni kod rezonancije.



Sl. 17. Apsorpcija atmosferskih plinova u infracrvenom dijelu spektra. Veličina b_i je recipročna poludebljini za svaki plin

Ako je frekvencija zračenja približno jednaka frekvenciji titranja harmoničkog oscilatora (čestice), dolazi do maksimalne apsorpcije zračenja. Kada je frekvencija zračenja laserskog snopa bliska ili jednaka frekvenciji harmoničkog oscilatora (atoma ili molekule atmosferskih plinova), što praktički znači da je valna duljina reda veličine dimenzije čestice, doći će do znatnog slabljenja intenziteta zračenja.

Ako su duljine laserskog zračenja mnogo veće od dimenzije čestica, dolazi do raspršenja, poznatog kao Rayleighovo raspršenje. Raspršenje raste smanjenjem valne duljine zračenja i to s četvrtim stupnjem.

Slabljene intenzitete zračenja kod prolaza snopa kroz sloj atmosfere debljine L jest

$$I(L) = I_0 e^{-\alpha L}, \quad (49)$$

gdje je α koeficijent apsorpcije, I_0 intenzitet zračenja pri ulazu u atmosferu, a L duljina pređenog puta zračenja.

Osnovna komponenta atmosfere, dušik, ima rezonantne frekvencije u dalekom ultraljubičastom području, pa se na njemu za lasersko zračenje u vidljivom i infracrvenom spektru događa samo Rayleighovo raspršenje.

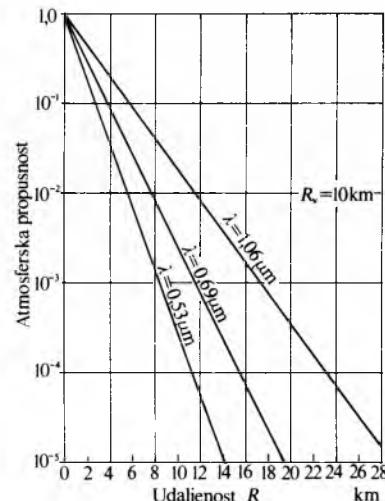
Kisik, kao drugi po koncentraciji, ima rezonantne frekvencije u ultraljubičastom, te nekoliko u vidljivom dijelu spektra.

Važni dio apsorpcije molekula atmosferskih plinova jest vibracijsko-rotacijski spektar apsorpcija. Tu je bitna vodena para, koja ima jaku apsorpciju u infracrvenom spektru.

Gušenju laserskog zračenja velikim dijelom pridonose i aerosoli: to su čestice vode i svih zagadenja atmosfere, bilo prirodnih ili nastalih ljudskim djelovanjem. To je tzv. Mieovo raspršenje koje ovisi o veličini čestica i naravno o koncentraciji. Koeficijent raspršenja je obrnuto proporcionalan valnoj duljini:

$$\beta_A = \frac{k}{l_v} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^p, \quad (50)$$

gdje je l_v udaljenost na kojoj intenzitet zračenja valne duljine $\lambda_0 = 0,55 \mu\text{m}$ padne na 2%. Veličina p je parametar koji varira od 0,7...1,6 u skladu s uvjetima vidljivosti. Iz toga slijedi da je $p = 0,585 R_v^{1/3}$. Pomoću jednadžbe (50) može se napraviti grafikon (sl. 18).



Sl. 18. Atmosferska propusnost laserskog snopa (odlazak i povratak snopa) prema udaljenosti za vidljivost $R_v = 10 \text{ km}$, na nekoliko valnih duljina

Poseban efekt na snop laserskog zračenja ima dinamička priroda atmosfere, njezina turbulentacija. Prolaz laserskog zračenja kroz turbulentnu atmosferu interesantan je za moguću primjenu lasera u optičkim komunikacijama.

Prisutnost slučajnih nehomogenosti u atmosferi uzrokuje slučajnu promjenu indeksa loma, koja iskrivljuje i savija snop, te utiskuje nepoželjnu modulaciju na lasersko zračenje sve do eventualno potpunog razaranja koherencije. Treperenje zvijezda nastaje zbog istih fizikalnih razloga.

Za proračun ponašanja laserskog snopa u turbulentnoj atmosferi upotrebljava se stohastička valna jednadžba, kojoj je koeficijent — indeks loma, kontinuirana slučajna funkcija, a rezultati se izražavaju u obliku srednjih vrijednosti, varijanci i kovarijanci.

Utjecaj turbulentacije na snop očituje se tako da na prijamnoj strani snop svjetluca, tj. presjek snopa od mjesta do mjesta mijenja amplitudu u vremenu. Snop je također proširen. Zbog toga su za optičke komunikacije potrebni veliki ulazni otvor prijamnika.

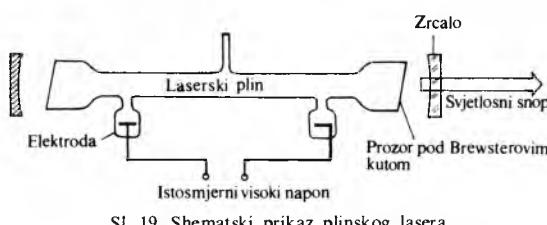
Međutim, atmosferski uvjeti koji uzrokuju veliku turbulentaciju također uvjetuju veliku vidljivost u smislu da čiste atmosferu (osim pješčanih oluja), tako da snop koji prolazi kroz atmosferu, kad je vidljivost loša, sigurno prođe kroz nju kad je velika turbulentacija.

K. Tisaj

PLINSKI LASERI

U plinskim je laserima plin aktivno sredstvo u kojemu se pobuduje inverzija naseljenosti i po njoj laserske pojave. Plinski laseri rade u širokom području valnih duljina od vakuumsko-ultraljubičastog do infracrvenog područja. Izlazno zračenje karakterizira visoki stupanj monokromatičnosti i koherencnosti, koji su posljedica male gustoće čestica i prostorne homogenosti plina. Međutim, zbog male gustoće plina ne može se očekivati velika gustoća pobuđenih čestica, kao što je to u čvrstim tvarima, pa su i izlazne energije plinskih lasera općenito manje nego u krutim laserima. U posljednje vrijeme rad pri visokom tlaku plina i primjena novih metoda pobude mnogo su povećali izlazne energije plinskih lasera. Za stvaranje inverzije naseljenosti u plinu služe različiti procesi, kao što su to pobuda sudarima u električnom izboju, kemijska pobuda, fotodisocijacija, optičko pumpanje, pobuda elektronskim snopom itd. U većini plinskih lasera inverzija naseljenosti postiže se u plinskom izboju. Ta se metoda pobude primjenjuje u laserima s kontinuiranim i impulsnim načinom rada. Osim uobičajenog samostalnog izboja, primjenjuje se i nesamostalan, u kome se izboj u plinu održava vanjskim izvorom ionizacije. To je većinom snop visokoenergetskih elektrona iz elektronskog topa ili ultraljubičasto zračenje iz bljeskalice. Plinski laseri razvrstavaju se u tri grupe: neutralni atomski laseri, ionski laseri i molekulski laseri.

Neutralni atomski laseri rade na spektralnim prijelazima neutralnih atoma, većinom u plazmi pozitivnog stupa tinjavog izboja (v. *Električna pražnjenja u plinovima*, TE 3, str. 672). Pobudu se istosmjernim poljem s elektrodama unutar cijevi (sl. 19) ili visokofrekventnim izmjeničnim poljem u bezelektrodnoj cijevi. Ako se pobuduje visokofrekventnim poljem, za plinske tlakove, kakvi su u plinskim laserima, sudarna je elektronska frekvencija mnogo veća od frekvencije primjenjenog polja. To znači da je s gledišta plina situacija ista kao i za istosmjerno polje. Frekvencije su polja 5...50 MHz. Prednost je ove metode u mogućnosti upotrebe kemijskih aktivnih plinova i izbjegavanje negativnih efekata pridruženih istosmjernom izboju.



Sl. 19. Shematski prikaz plinskog lasera

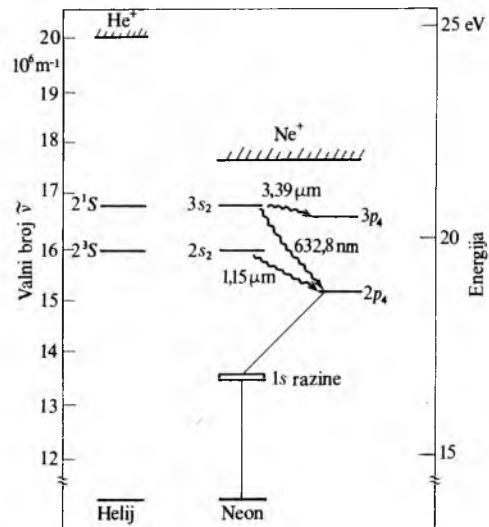
Elektroni ubrzani u električnom polju sudaraju se s atomima u osnovnom stanju (v. *Atom*, TE 1, str. 456) i pobudu ih na jedno od viših stanja. Taj je proces općenito poznat kao neelastični sudarni proces. Neelastični sudari dešavaju se također između atoma i atoma, te atoma i molekula. Zbog toga se, kao rezultat mnogih neelastičnih sudara, atomi i molekule nalaze u mnogo pobuđenih stanja. Ako je više atoma u nekom višem stanju nego u nekom nižem stanju, zbog različite brzine pražnjenja promatranih razina, nastat će među njima inverzija naseljenosti, a time i mogućnost laserske akcije. Najčešći pobudni mehanizmi u plinskim izbojima za stvaranje dovoljnog iznosa naseljenosti u gornjoj laserskoj razini jesu pobuda sudarima s elektronima, prijenos pobude sudarima atoma s atomom i prijenos pobude sudarima atoma s molekulom.

Pobuda sudarima s elektronima. Lasersko sredstvo je obično plameni plin. Elektroni visoke energije, nastali u izboju, pobuduju osnovna stanja atoma B na pobuđena stanja B*. Vraćanje u osnovno stanje, zračenjem u ultraljubičastom području, gotovo je neposredno zbog velike vjerojatnosti prijelaza. Međutim, to zračenje je odmah apsorbirano drugim atomom u osnovnom stanju i ima malu mogućnost da napusti plazmu. Zbog toga dolazi do znatnog naseljavanja stanja B* i može se obaviti stimulirana emisija na niže slabo naseljeno stanje. Tipični primjeri su neonski, argonski, kriptonski, ksenonski i helijski laseri.

Prijenos pobude sudarima atoma s atomom. Za lasersko sredstvo upotrebljava se smjesa dvaju plinova, A i B. Elektroni dovoljne energije pobudit će mnoga atoma A u osnovnom stanju na njihovo metastabilno stanje A*. Metastabilni atomi mogu predati sudarom energiju pobude atomima B u osnovnom stanju. Atom B je pobuđen na B*, a atom A* vraća se u osnovno stanje. Taj se neelastični sudar naziva sudarom drugog reda. Prijenos je energije prema shemi: $A^* + B \rightarrow B^* + A + \Delta E$, gdje je ΔE energija koja prelazi u kinetičku energiju gibanja atoma A i B*. Ako su ispunjeni uvjeti da je A* metastabilno stanje i da postoji energetsko slaganje razina A* i B* ($\Delta E < kT$, k je Boltzmannova konstanta, T je temperatura izboja), pobuđeno će se stanje B* posebno naseljavati i može doći do nastajanja inverzije naseljenosti u plinu B. Primjer takva tipa pobude jest helijsko-neonski laser.

Prijenos pobude sudarima atoma s molekulom, uz disocijaciju molekula, događa se u sredstvu koje je smjesa plinova A i B. Međutim, molekula B₂ pobuđena je metastabilnim atomima A* na visoko repulzivno stanje B₂*. Tada se molekula B₂* disocira dajući jedan pobudeni atom B* i jedan atom B u osnovnom stanju prema shemi: $A^* + B_2 \rightarrow B^* + B + A + \Delta E$. Za djelotvorno naseljavanje atoma B* treba da je razlika ΔE energija A* i B* što manja, ali može biti nešto veća nego kod sudara atoma s atomom. Primjeri su za ovaj način pobude argonsko-kisikov (Ar-O₂) i neonsko-kisikov (Ne-O₂) laser.

Prvi plinski laser, a vjerojatno i najpoznatiji, jest helijsko-neonski laser. Inverzija naseljenosti je rezultat sudara drugog reda atoma neon-a u osnovnom stanju i atoma helija u 2¹S i 2¹S stanjima (sl. 20).



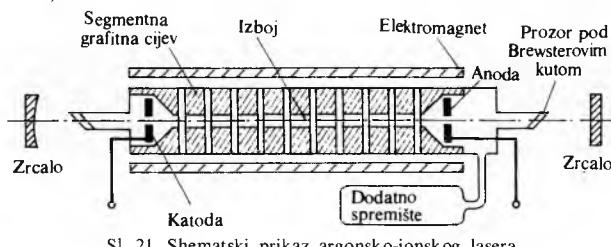
Sl. 20. Energetski dijagram helijsko-neonskog lasera

Laserski prijelazi događaju se između različitih pobuđenih stanja neon-a. Od mnogih valnih duljina, kojih su oscilacije opažene, najznačajnije su 632,8 nm, 1,15 μm i 3,39 μm. Uobičajene duljine cijevi helijsko-neonskih lasera jesu 0,2...2 m. Parcijalni su tlakovi za helij ~130 Pa, a za neon ~13 Pa. U izbojima strujnih jakosti reda desetak milijampera dobiju se izlazne snage do 100 mW.

Optički pumpani neutralni atomski laseri. Najvažniji takav laser jest cezijski laser u kojemu se stvaranje laserskog snopa odvija u parama cezija dobivenih grijanjem cezija u vakuumu. Da bi se cezijeve pare pobudile, osvjetljavaju se helijevom svjetiljkom koja zrači vrlo intenzivno zračenje valne duljine 388,8 nm. Energija te linije upravo odgovara energiji potrebojnoj za pobudu cezijevih atoma na rezonantnu 8P_{1/2} razinu. Povratak cezijevih atoma u osnovno stanje ide preko nekoliko intermedijarnih prijelaza. Inverzija naseljenosti nastaje na dva para razina, a laserska akcija je u infracrvenom području na 7,18 μm i 3,20 μm.

Ionski laseri rade na spektralnim prijelazima ioniziranih atoma u plinskom izboju. Prema zajedničkim karakteristikama oni se razvrstavaju na lasere metalnih ionskih para i lasere iona plemenitih plinova. Po svojim radnim karakteristikama laseri prve grupe sličniji su helijsko-neonskom laseru nego ionskim laserima druge grupe. Primjer lasersa prve grupe je helijsko-kadmijski laser u kome se primarna pobuda obavlja, slično kao u helijsko-neonskom laseru, u sudaru kadmijevih atoma s helijevim metastabilnim atomima. Rezultat je sudara ionizacija i pobuda kadmijeva atoma (tzv. Penningova ionizacija). Taj laser daje zračenje kratkih valnih duljina od 325,0 nm i 441,6 nm.

Laseri druge grupe rade u impulsnim i kontinuiranim izbojima visoke temperature. Najvažniji član te grupe je argonski laser. Pobuđena stanja u jednom ioniziranom atomu argona (Ar^{+}) dobivena su u plinskom izboju dvostupnim procesom u kojem je neutralni atom argona najprije ioniziran direktnim elektronskim sudarima, a tada je pozitivan ion pobuđen na različite energetske razine daljim sudarima s elektronima. Budući da su ta pobuđena stanja ~ 20 eV iznad prvog ionizacijskog potencijala argona (15,8 eV), laserski sustav zahtjeva mnogo visokoenergetskih elektrona. Laserska se akcija dešava na osam vidljivih linija između 457,9 nm i 514,5 nm u plavo-zelenom dijelu spektra. Kako se u ovim laserima traže struje veće od 5 A, izbojna cijev mora biti specijalne konstrukcije (sl. 21).

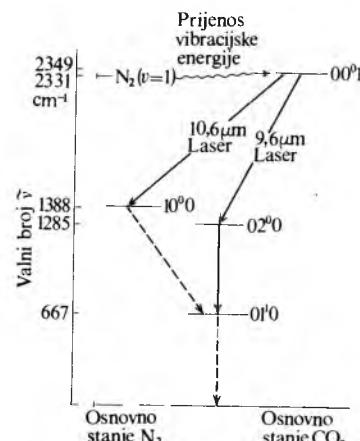


Sl. 21. Shematski prikaz argonsko-ionskog lasersa

Najčešće se umjesto kremene cijevi upotrebljava grafitna cijev sastavljena iz prstenova ili cijev od barij-oksida koja može izdržati visoke temperature. Osim toga, te se cijevi hlađe vodom. Zbog visoke strujne gustoće istosmjernog izboja ($\sim 160 \text{ A/cm}^2$) dodano je na cijev aksijalno magnetsko polje da stabilizira izboj i drži plazmu dalje od stjenke cijevi. Ovi laseri mogu u kontinuiranom radu dati izlazne snage zračenja od nekoliko desetaka vata.

Plinski molekulski laseri rade u području molekulskog spektra. Za pobudu plinskih molekulskih lasera upotrebljava se električni izboj, optičko, kemijsko i toplinski pumpanje. U nekim laserskim sustavima za pobudu molekula predajom energije prilikom sudara, te za izmjenju brzine pražnjenja radnih razina u osnovnom plinu, dodaju se pomoćne komponente, npr. osnovnom plinu u laseru s ugljik-dioksidom dodaju se dušik i helij. Taj laser daje zračenje velike snage i ima visoki stupanj djelovanja u impulsnom i kontinuiranom načinu rada. Sl. 22 ilustrira nekoliko važnih vibracijskih razina dušika i ugljik-dioksida u njihovim osnovnim elektronskim stanjima.

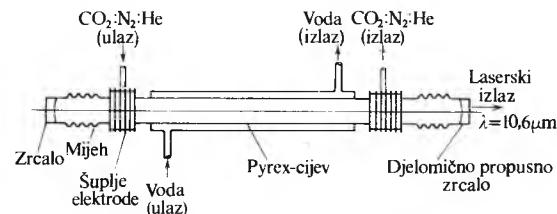
Najniža vibracijska razina dušika ($v = 1$) je metastabilna s vremenom života od nekoliko milisekunda. Ugljik-dioksid, kao linearna, simetrična, triatomska molekula ima tri normalna moda vibracije. Gornja (00^1l) laserska razina ugljik-dioksid je vrlo bliska (18 cm^{-1}) vibracijskoj razini dušika ($v = 1$), i zato među njima nastaje brza izmjena energije. Razina dušika je izravno pobuđena elektronskim sudarima, a kako ima dugo vrijeme života, služi kao spremište energije za selektivnu i djelotvornu pobudu 00^1l razine ugljik-dioksidu. Pobuđena molekula CO_2 može prijeći na razine 10^0l ili 02^0l emisijom infracrvenog zračenja valnih duljina $10,6 \mu\text{m}$, odnosno $9,6 \mu\text{m}$. Gornje laserske razine pobuđuju se također i neelastičnim sudarima s elektronima. Donje laserske razine raspadaju se na osnovno stanje preko stanja 01^1l , pa vrijeme života te razine može ograničiti proces u laseru. Budući da ta razina leži blizu osnovne razine, temperatura plina mora biti niska (300 K) da onemogući termičku pobudu te razine. Prisutnost helija u plinskoj smjesi omogućuje hlađenje plina zbog njegove visoke toplinske vodljivosti i zbog brzeg pražnjenja razine 01^1l kojoj helij sudarima oduzima energiju.



Sl. 22. Vibracijsko energetski dijagram za molekule dušika i ugljik-dioksida

Kontinuirani laseri s ugljik-dioksidom uz stupanj djelovanja od 20% daju obično snage 100...150 W. U smjesi ugljik-dioksida (s parcijalnim tlakom $\sim 65 \text{ Pa}$), dušika ($\sim 200 \text{ Pa}$) i helija ($\sim 1000 \text{ Pa}$), u cijevi duljine 2 m, istosmjernim naponom od 10 kV održava se struja izboja od 100 mA. Cijev se hlađi vodom. Pri izboju u plinu se stvaraju različiti kemijski spojevi koji ograničuju laserski izlaz. Zato se plin u cijevi stalno zamjenjuje plinom iz spremišta. Time se ovi štetni proizvodi uklanjaju, a u cijevi se radi s plinom stalnog sastava (sl. 23).

Brzim protjecanjem plina (brzine veće od 30 m/s) izlazna se snaga lasersa povećava do $\sim 1 \text{ kW}$ po metru plinskog izboja. Time je omogućeno konvekcijsko hlađenje plina, koje je znatno bolje nego difuzijsko hlađenje u zatvorenim laserskim sustavima i sustavima sa sporim protokom plina. Budući da je za konvekcijsko hlađenje plina potrebno znatno više plina, najčešće se primjenjuje kružno protjecanje plina na putu spremište — laserska cijev — spremište.



Sl. 23. Shematski prikaz $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ lasersa

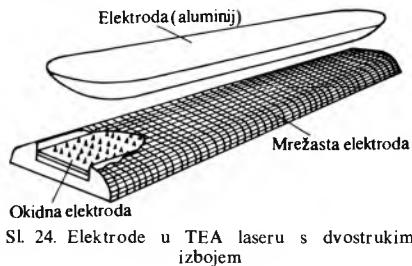
U nastojanju da kontinuirani laseri rade i pri višim tlakovima plina (višim od 4 kPa) razvijene su različite metode stvaranja i održavanja plazme unutar aktivnog prostora. Primjenjuje se ionizacija kontinuiranim snopom elektrona, visokofrekventnim elektromagnetskim poljem, fotoionizacija i impulsno upravljanje izbojem.

Impulski laseri s ugljik-dioksidom i s Q-prekidanjem. Zbog dugog vremena života vibracijskih razina, o kojima ovisi laserska akcija u ugljik-dioksidu, može se uskladištiti energija u izbojnoj sredini u trajanju $\sim 1 \text{ ms}$ blokiranjem izlazne laserske zrake unutar rezonatora i tako sprječiti oscilacije. Ako se blokada odjednom odstrani, tada laser emitira u obliku oštrog impulsa kojemu je vršna snaga ~ 1000 puta veća od prosječne snage kontinuiranog rada.

Takov način rada zove se Q-prekidanje (engl. Q-switching) i najlakše se ostvaruje zamjenom jednog zrcala rezonatora rotirajućim zrcalom. Trajanje je impulsa $\sim 150\text{--}500 \text{ ns}$ s frekvencijama od 400 bljeskova u sekundi. Tako su dobiveni impulsni vršne snage od stotinjak kilovata.

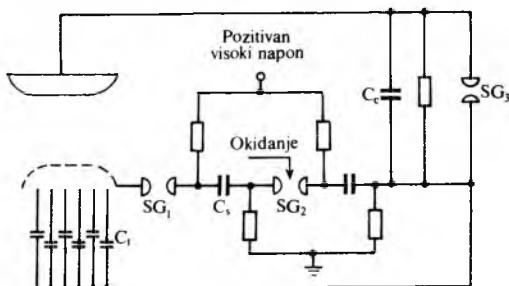
Impulski laseri s transverzalnom pobudom. Bitno je svojstvo tog lasersa transverzalna pobuda, tj. izboj poprečan na lasersku

cijev za razliku od uobičajenog izboja uzduž cijevi. Takav raspored smanjuje elektrodnji razmak od nekoliko metara (kakav je pri pobudi uzduž osi) na nekoliko centimetara. Ako je plin uz to i na atmosferskom tlaku, tada se zove TEA laser (od engl. Transversaly Excited Atmospheric). Jednoliku pobudu plinova pri višim tlakovima nije lako postići. Kada u tinjavom izboju tlak plina poraste iznad 6500 Pa, izboj se skuplja u luk. Da bi se na višem tlaku održao tinjavi izboj, potrebno je da trajanje izboja bude kraće od vremena nastajanja luka, ili da se gustoća struje ograniči da bi se sprječilo nastajanje luka. Jedan ili, ponekad, oba ta načina upotrebljavaju se u TEA laserima. Ti sustavi obično rade u području kratkotrajnog izboja ($t_i \leq 1 \mu\text{s}$) upotrebom kruga s vrlo malom induktivnošću, brzim prekidanjem i prikladnim oblikom elektroda. Gustoća je struje izboja ograničena ograničavanjem ukupnog toka struje i povećavanjem izbojne površine. Da se odgodi nastajanje luka što je moguće dulje, elektrode moraju biti jednoliko razmакнуте, polirane i posebno oblikovane tako da proizvode jednoliko raspoređeno električno polje između elektroda. Najčešće je primjenjivan profil elektroda prema Rogowskome. Da se dobiju što veći izbojni volumeni, a time što više impulsne energije, potrebeni su slobodni elektroni prije početka glavnog izboja.



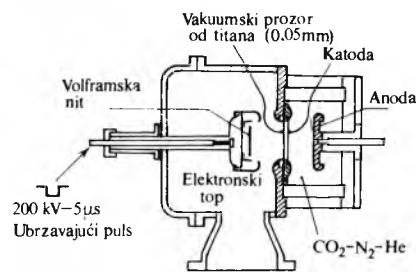
Sl. 24. Elektrode u TEA laseru s dvostrukim izbojem

Postupak stvaranja slobodnih elektrona prije početka glavnog izboja naziva se predionizacija. Ona se može obaviti preko pomoćnog izboja (laseri s dvostrukim izbojem), osvjetljavanjem smjese plinova jakim izvorima ultraljubičastog zračenja koje će fotoionizirati česticu, te visokoenergetskim elektronima (100...200 eV) iz elektronskog topa koji ioniziraju plin. U laserau s dvostrukim izbojem pomoćni okidni izboj može stvoriti jednolik ionizacijski sloj blizu katode prije početka glavnog izboja. Ako je pomoćni izboj lisnat izboj između anode i žice razapete paralelno s elektrodama, ultraljubičasto će zračenje izboja pobuditi fotoemisiju elektrona iz katode. Dobri se rezultati postižu volumetrijskom fotoionizacijom pomoću ultraljubičastog zračenja iz pomoćnog višestrukog lučnog izboja (sl. 24 i 25).



Sl. 25. Shema Marxova generatora TEA lasera s dvostrukim izbojem (prema Richardsonu). C_s kondenzator za nabijanje, C_t kondenzator za okidanje, C_c katodni kondenzator, SG_1 , SG_2 i SG_3 iskrišta punjena dušikom

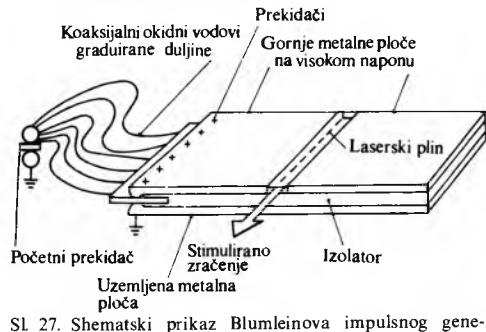
Glavni je izboj između katode od aluminija i anode od izolatora preko kojeg je navučena fina čelična mreža. Obje elektrode imaju ravan središnji dio, a krajeve oblikovane prema profilu Rogowskoga. Elektrode za predionizaciju sastavljene su od stotinjak točkastih elektroda u šest redova smještenih iza mrežaste elektrode. Pomoćni izboj sastoji se od niza lučnih izboja nastalih između točkastih elektroda i mreže na anodi. Glavni izboj nastaje 400 ns nakon pomoćnog izboja. Snaga snopa je veća od 3 GW i traje 50 ns.



Sl. 26. Presjek ugljik-dioksid (CO_2) lasera upravljanog elektronskim snopom (prema Fensteracheru). Primjenjeno je električno polje specifične jakosti $4 \text{ V m}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$

Pri ultraljubičastoj fotoionizaciji plinske smjese osvjetljavanjem ksenonskom bljeskalicom i pri ionizaciji snopom elektrona izboj je nesamostalan. Primjenjeno električno polje niže je od onog potrebnog da dode do probaja. Ono ubrzava naboje nastale fotoionizacijom i ionizacijom sudarom s elektronima te osigurava pobudu laserskih molekula. Prednost je nesamostalnog izboja da se izbjegava probaj i stvaranje luka. *Predionizacija elektronskim snopom* daje najbolje rezultate. Dobiveni su impulsi energije 2000 J, trajanja 10 μs (J. D. Daugherty). Stupanj je djelovanja tih lasera ~0,3, a ostalih TEA lasera najviše 0,25. Ionizirajući elektronski snop proizvodi se impulsnim diodnim topom s vrućom katodom (sl. 26). Visokoenergetski elektroni (energija većih od 100 keV) ubrzani su kroz tanku metalnu foliju koja dijeli vakuumsku komoru s diodnim topom od kojega se smjesom $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$. Nakon prolaza kroz višestruku mrežastu katodu ti elektroni ioniziraju i pobuđuju lasersku smjesu.

Laseri s Blumleinovom pobudom. Poseban način pobude, uglavnom impulsnih molekulskih lasera, jest pomoću Blumleinova generatora. Tako su ostvarene laserske akcije u vodiku, deuteriju, vodiku-deuteriju, neonu, dušiku, ugljiku i ugljik-monoksidu s valnim duljinama 116,1...540,1 nm, a snagama impulsa od 50 MW u 20 ns. Blumleinov generator sastoji se u osnovi od poločastog kondenzatora (sl. 27).

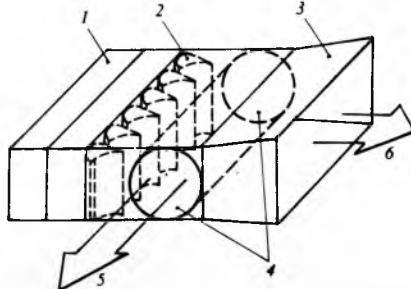


Sl. 27. Shematski prikaz Blumleinova impulsnog generatora

Metalne ploče, od kojih je donja uzemljena, odijeljene su izolatorom. Gornja ploča je od dva dijela između kojih je kanal za plin. Sa strane su prekidači koji se upotrebljavaju za kratko spajanje linije za vođenje. Priklučivanjem jednog prekidača za drugim postiže se oblikovanje pobudnog vala koji putuje od jednog na drugi kraj kanala brzinom svjetlosti. U vremenu od ~2,5 ns napon od 100 kV proizvest će pobudnu struju jakosti nekoliko stotina tisuća ampera. Stvoreni pobudni val proizvodi inverziju naseljenosti u smjesi plinova. Element plazme na početnom dijelu kanala emitira spontano i izotropno. Sljedeći će element već emitirati prema izlaznom kraju cijevi emisiju uvećanu za emisiju prvog dijela prije nego stigne emitirati u ostalim smjerovima. Zbog velikog pojačanja nije potreban optički rezonator. Izlazni snop ima nešto manju koherenciju i nešto veću divergenciju snopa od lasera s optičkim rezonatorom.

Plinsko-dinamički laser stvara inverziju naseljenosti potrebnu za lasersku akciju ekspanzijom vrućeg plina kroz mlaznicu brzinom većom od brzine zvuka. U laserima toga tipa toplinska

se energija plina neposredno pretvara u koherentno elektromagnetsko zračenje. Kako je vrući plin osnovni izvor energije, ti laseri djelotvorno rade u području valnih duljina $8\cdots14 \mu\text{m}$. Te valne duljine odgovaraju energetskim razlikama pridruženim vibracijsko-rotacijskim prijelazima u molekulama, a najpoznatiji sustav je ugljik-dioksid koji emitira zračenje valne duljine $10,6 \mu\text{m}$. Aktivno sredstvo ugljik-dioksidnog plinsko-dinamičkog lasera jest trokomponentna smjesa: dušik, ugljik-dioksid i pogodan katalizator (helij, voda itd.). U smjesi je obično najviše dušika, približno 10% ugljik-dioksida i 1% katalizatora. Naseljavanje gornje laserske razine molekule CO_2 obavlja se sudarima s molekulama dušika u vibracijskom modu. Osnovni je princip rada plinsko-dinamičkog lasera zagrijavanje plinske smjesi u preprostoru mlaznica na temperaturu od $\sim 1500\cdots2000 \text{ K}$, a zatim brza ekspanzija smjesi kroz mlaznice (sl. 28).



Sl. 28. Shema plinsko-dinamičkog lasera. 1 gornik, 2 mlaznice, 3 difuzor, 4 zrcalo optičkog rezonatora, 5 izlazni snop laserskog zračenja, 6 izlaz plina u atmosferu

Tipične su ekspanzije s Machovim brojem $Ma = 4\cdots4,5$. Zagrijavati se može na nekoliko načina, udarnom cijevi, lukom ili raketnim motorom gdje proizvodi izgaranja uključuju određeni dio dušika i ugljik-dioksida. Kada je smjesa tako zagrijana, uspostavljena je ravnotežna raspodjela pobuđenih stanja u dušiku i ugljik-dioksidu. Pri temperaturi 2000 K svega 8% unutrašnje energije sadrži prva vibracijska razina dušika. Posljedica toga je nizak stupanj djelovanja plinsko-dinamičkih lasera ($\sim 0,01$). Naglog ekspanziju plina kroz mlaznicu nastoji se sniziti temperatura i tlak plinske smjesе iza mlaznice u vremenu koje je kratko prema vremenu vibracijskog pražnjenja gornje laserske razine. U isto vrijeme, dodavanjem katalizatora, donje se razine prazne u vremenu koje je kraće od vremena ekspanzije. Zbog brze ekspanzije gornja laserska razina ne može slijediti brzu promjenu u temperaturi i tlaku, pa zbog toga ostaje na gustoći naseljenosti koju je imala ispred mlaznice. Budući da je vibracijsko vrijeme pražnjenja gornje laserske razine dugo, zbog utjecaja dušika, njegova naseljenost će ostati stalna u dovoljno velikoj udaljenosti od mlaznice. Proces se naziva vibracijsko zamrzavanje. Za razliku od gornje laserske razine, vibracijsko vrijeme pražnjenja donje laserske razine je kratko zbog prisutnosti katalizatora, pa se njena naseljenost naglo smanjuje iza mlaznice, a na udaljenosti nekoliko centimetara od mlaznice potpuno iščezenje. Tako je u području iza mlaznice naseljenost gornje razine određena temperaturom ispred mlaznice (1300 K , uz tlak 2 MPa), a naseljenost donje razine odgovara temperaturi koja vlada u tom području ($\sim 300 \text{ K}$ i tlak 10 kPa). Zbog visoke gustoće plina postiže se inverzija iz koje se može izvući velika snaga. Da bi sustav bio sposoban za vrlo brzi protok plina, upotrebljava se mlaznica Ludwiegova tipa (sl. 28) koja se sastoji od niza mlaznica istog oblika male visine, čime se postiže brza ekspanzija. Zbroj visina grla malih mlaznica određuje tok, a time i lasersku snagu. Karakteristično je vrijeme protoka kroz mlaznicu $\sim h/v$, gdje je h visina grla mlaznice (obično $0,2\cdots1 \text{ mm}$), a v brzina plina u grlu, koja je upravo brzina zvuka u plinu. Vrijeme toka mora biti manje od vremena pražnjenja gornje laserske razine. U području iza mlaznice laserski se snop formira upotrebom multimodnog rezonatora ili modno-kontroliranim astabilnim rezonatorom. Iza šupljine difuzor služi za usporavanje toka (tlak $\sim 10 \text{ kPa}$, $Ma \sim 4$) na tok s nižim Machovim brojem i podiže tlak plina iznad atmosferskog

tako da plin izlazi bez isisavanja. Plinsko-dinamički laseri daju snopove snage nekoliko stotina kilovata.

Kemijski laseri su laseri u kojima se inverzija naseljenosti stvara direktno ili indirektno za vrijeme egzotermne kemijske reakcije. Većina kemijskih lasera radi na vibracijsko-rotacijskim prijelazima, jer mnoge egzotermne plinske reakcije oslobađaju

Tablica 1
SUSTAVI KEMIJSKIH LASERSKIH REAKCIJA I VALNE DULJINE IZLAZNOG SNOPA

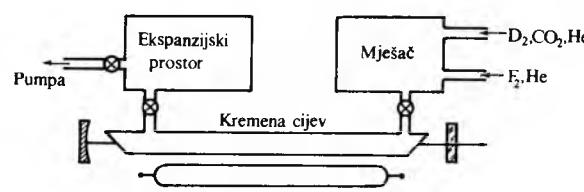
Sustav	Reakcija	Aktivno lasersko sredstvo	Najjače valne duljine μm
$\text{H}_2\text{-F}_2$	$\text{F} + \text{H}_2 \rightarrow \text{HF} + \text{H}$ $\text{H} + \text{F}_2 \rightarrow \text{HF} + \text{F}$	HF	$2,6\cdots3,6$
$\text{H}_2\text{-Cl}_2$	$\text{H} + \text{Cl}_2 \rightarrow \text{HCl} + \text{Cl}$	HCl	$3,5\cdots4,1$
$\text{D}_2\text{-F}_2$	isto kao i HF	DF	$3,6\cdots5,0$
$\text{CS}_2\text{-O}_2$	$\text{O} + \text{CS}_2 \rightarrow \text{CS} + \text{SO}$ $\text{SO} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SO}_2 + \text{O}$ $\text{O} + \text{CS} \rightarrow \text{CO} + \text{S}$ $\text{S} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SO} + \text{O}$	CO	$4,9\cdots5,7$
DF-CO ₂	$\text{F} + \text{D}_2 \rightarrow \text{DF} + \text{D}$ $\text{D} + \text{F}_2 \rightarrow \text{DF} + \text{F}$ $\text{DF} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{DF} + \text{CO}_2$	CO ₂	$10\cdots11$

svoju energiju preko vibracijske pobude nastalih kemijskih veza. Takvi sustavi daju snop širokog područja valnih duljina, $2\cdots126,5 \mu\text{m}$. U tabl. 1 navedeni su neki laserski sustavi s prirodnim kemijskim reakcijama. Sustav fluorodeuterij-ugljik-dioksid (DF-CO₂) naveden u tablici zove se kemijski laser s prijenosom energije (engl. transfer chemical laser). Rad ovih lasera osniva se na selektivnom stvaranju vibracijsko pobuđenih molekula kemijskim reakcijama (DF, HF, N₂, HCl), nakon čega slijedi brzi prijenos energije na pripadnu lasersku molekulu (CO₂). Da bi u kemijskim laserima došlo do kemijskih reakcija, mora se najprije generirati mnogo slobodnih atoma. Metode koje se upotrebljavaju za inicijaciju laserskih kemijskih reakcija prikazane su u tabl. 2.

Tablica 2
METODE INICIRANJA KEMIJSKIH LASERSKIH REAKCIJA

Metoda	Primjer
Ultraljubičasta fotoliza	$h\nu + \text{F}_2 \rightarrow 2\text{F}$
Električna	$e + \text{F}_2 \rightarrow e + 2\text{F}$
Termička	$\text{F}_2 + \text{toplina} \rightarrow 2\text{F}$
Kemijska	$\text{NO} + \text{F}_2 \rightarrow \text{NOF} + \text{F}$

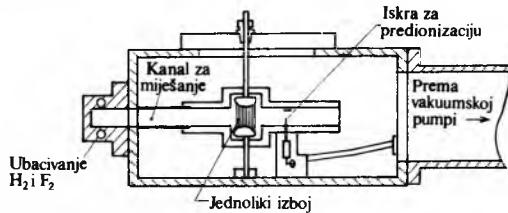
Impulsni kemijski laseri. U takvim se laserima metodom ultraljubičaste fotolize smjesa plinova pobuđuje ultraljubičastim zračenjem iz bljeskalice. Zračenje kratkih valnih duljina ($180,0\cdots200,0 \text{ nm}$) pobuđuje disocijaciju komponenata smjesе, nakon čega dolazi do kemijske reakcije. U smjesi fluorodeuterij, fluora, ugljik-dioksida i helija (DF, F₂, CO₂ i He), uz tlak 50 kPa energijom blijeska od 2400 J u vremenu od $40 \mu\text{s}$, može se dobiti izlazni impuls od nekoliko džula s duljinom impulsa od $20 \mu\text{s}$ (sl. 29).



Sl. 29. Shematski prikaz impulsnog DF-CO₂ lasera s fotolizom

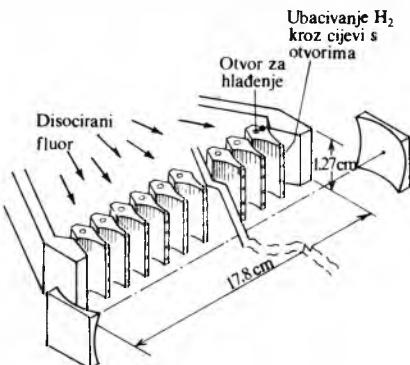
Disocijacija komponenata smjese može se postići i elektro-nima samostalnog izboja u aktivnom sredstvu kemijskog lasera. Tada najčešće služi transverzalna izbojna geometrija (sl. 30).

Stupanj je djelovanja tih lasera veći od 0,04, a postiže se izlazne energije $\sim 10\text{ J}$ u impulsima od 100 ns. Najveće izlazne energije daju kemijski laseri s izbojima kontroliranim elektronskim snopom. Mogu se dobiti energije od 2500 J u 60 ns (npr. u laserskom sustavu fluorovodika).



Sl. 30. Shematski prikaz impulsnog kemijskog lasera s transverzalnom pobudom

Kontinuirani kemijski laseri daju najbolje rezultate ako rade u nadzvučnom protoku plina. Za razliku od plinsko-dinamičkog lasera, u kome se brzom ekspanzijom proizvodi neravnoteža među vibracijskim stanjima, kod kemijskih lasera proizvodi se samo neravnoteža kemijskog sastava. Dobri rezultati radom u nadzvučnom toku dobiveni su u laserskim sustavima fluorovodika i fluorodeuterija. Obično se upotrebljava luk ili gorionik da se disocijiraju molekule fluora (ili deuterija). Ekspanzija fluora kroz nadzvučnu mlaznicu reducira njegovu translacijsku temperaturu koja bi smanjila laserski izlaz. Nakon ekspanzije tokom brzog miješanja tih atoma s ostalim reagensima, koji ulaze kroz otvore na mlaznicama, dolazi do kemijske reakcije (sl. 31). Fluorovodikovi laseri takva tipa mogu dati izlazne energije do 300 J po gramu ukupnog plinskog toka. Njihova praktična granica je rad na niskom tlaku (manjem od 1 kPa), što otežava usisavanje veće količine plina. U $\text{DF}-\text{CO}_2$ laseru s takvim načinom rada može se raditi s višim tlakom.



Sl. 31. Shema miješanja i područje reakcije u laseru s nadzvučnim protokom plina

Od kontinuiranih kemijskih lasera važan je tzv. laser s plamenom (engl. flame laser). Uglik-disulfid i kisik miješaju se na niskom tlaku i zapale. Ako se smjesi doda N_2O , dobije se viši laserski izlaz. Mogu se dobiti snage od nekoliko desetaka vata.

D. Soldo

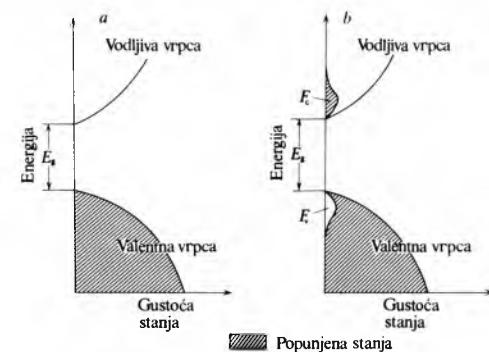
POLUVODIČKI LASERI

U poluvodičkom laseru stvaranje inverzije naseljenosti i stvaranje laserskog snopa odvija se na spoju dvaju poluvodiča.

Teorija poluvodičkog lasera. U laserima se stimulirana emisija postiže inverzijom naseljenosti između dviju elektronskih razina kada gornja energetska razina ima veću vjerojatnost naseljenosti nego donja.

Posebnost poluvodičkih lasera jest u tome da se prijelazi odvijaju između dva kontinuirana spektra elektronskih stanja.

Najviša energetska vrpca koja je popunjena elektronima jest valentna vrpca. Iduća, vodljiva vrpca odvojena je od valentne vrpcu energetski zabranjenim pojasom širine E_g , pa na sobnoj temperaturi sadrži vrlo malo slobodnih elektrona (sl. 32a).



Sl. 32. Energija vrpcu prema gustoći stanja u intrinzičnom poluvodiču. a normalno stanje, b inverzija naseljenosti

U takvoj situaciji apsorpcija fotona određene energije prouzrokuje prijelaz elektrona iz valentne u vodljivu vrpco. Ako postoji inverzija naseljenosti, tj. popunjeno vodljivo vrpce do razine F_c (kvazi Fermijeva razina vodljive vrpcu), a ispraznjeno valentno vrpce do razine F_v (sl. 32b), tada je vjerojatnost zaposjednuća stanja s energijom E_2 u vodljivoj vrpcu dana sa

$$f_c = \left(1 + \exp \frac{E_2 - F_c}{kT} \right)^{-1}, \quad (51)$$

a u valentnoj vrpcu za stanje energije E_1 sa

$$f_v = \left(1 + \exp \frac{E_1 - F_v}{kT} \right)^{-1}, \quad (52)$$

gdje je k Boltzmannova konstanta, a T absolutna temperatura.

Budući da za stimuliranu emisiju vrijedi da je $f_c > f_v$, slijedi

$$F_c - F_v > E_2 - E_1 = h\nu, \quad (53)$$

gdje je h Planckova konstanta, a ν frekvencija emitiranog fotona. To je uvjet za stimuliranu emisiju u poluvodiču. Budući da $E_2 - E_1$ ne može biti manje od E_g , slijedi $F_c - F_v > E_g$. Ta relacija vrijedi za tzv. direktne poluvodiče. To su oni poluvodiči kod kojih su minimum vodljive vrpcu i maksimum valentne vrpcu na istom valnom vektoru Brilluineove zone. Ako su ta dva ekstrema na različitim valnim vektorima, tada je to indirektni poluvodič. U indirektnim poluvodičima elektronski je prijelaz popraćen simultanom emisijom ili apsorpcijom fotona (kvanta vibracije) koji odnosi dio energije, tako da su radiativni prijelazi slabiji, a gubici teže nadoknadivi. Zbog toga se stimulirana emisija lakše postiže u direktnim poluvodičima (npr. GaAs), a teže u indirektnim (npr. Ge, Si).

Za stvaranje laserskog snopa nije dovoljna samo stimulirana emisija, nego je potrebno ostvariti i pojačanje koje nadoknađuje gubitke. Iznos pojačanja g na pragu dobiva se iz uvjeta da svjetlosni val pripada Fabry-Perotovu šupljinu bez slabljenja, tj. s pojačanjem $g = 1$. Ako je Fabry-Perotova šupljina omeđena paralelnim površinama refleksivnosti R_1 i R_2 , smještenim na udaljenosti L , tada je pojačanje intenziteta fotonskog snopa nakon svakog prolaska kroz uređaj jednako

$$R_1 R_2 \exp[2(g - \alpha)L],$$

gdje je α efektivni apsorpcijski koeficijent. Uvjet za prag pojačanja jest da je taj izraz jednak jedinici, odnosno

$$g_p = \alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}; \quad R = \sqrt{R_1 R_2}. \quad (54)$$

Primarni mehanizmi gubitaka u poluvodiču jesu prodiranje svjetla izvan aktivnog područja (područja s inverzijom naseljenosti) i apsorpcija svjetla slobodnih nosilaca.

Iznos kojim se fotoni emitiraju iz jediničnog volumena u jedinici vremena dan je izrazom

$$I(E)dE = [I_{sp}(E) + NI_{st}(E)]dE \quad (55)$$

gdje je N broj fotona po modu $N(E) = \left(\exp\frac{E}{kT} - 1\right)^{-1}$, I_{sp} iznos spontanih prijelaza (s gornje energetske razine na donju), a I_{st} je razlika između stimuliranih prijelaza s gornje na donju razinu i prijelaza s donje na gornju energetsku razinu:

$$I_{sp}(E) = a \int \rho_c(E_2) \rho_v(E_1) |M^2| f_c(1 - f_v) dE_2 \quad (56a)$$

$$I_{st}(E) = a \int \rho_c(E_2) \rho_v(E_1) |M^2| (f_c - f_v) dE_2 \quad (56b)$$

$$a = \frac{4ne^2 E}{m^2 \hbar^2 c^3}. \quad (57)$$

f_c i f_v jesu vjerojatnosti zaposjedanja gornjih i donjih stanja energija E_2 i E_1 između kojih se događa prijelaz, n je indeks loma, ρ_v i ρ_c su gustoće stanja, a M je matrični element usrednjen preko polarizacije zračenja.

Ako su naseljenosti opisane kvazi Fermijevim razinama, tada je veza između I_{sp} i I_{st} :

$$I_{st}(E) = I_{sp}(E) \left(1 - \exp\frac{E - \Delta F}{kT}\right), \quad (58)$$

gdje je $\Delta F = F_c - F_v$ razlika kvazi Fermijevih razina vodljive i valentne vrpce.

Pojačanje lasera proporcionalno je iznosu stimulirane emisije, a veza između lokalnog faktora pojačanja g_l i iznosa stimulirane emisije jest

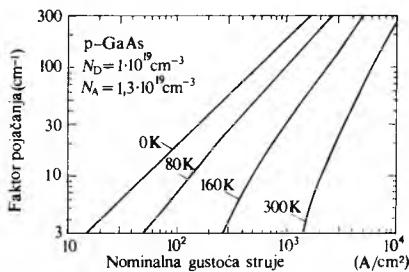
$$g_l(E) = -\alpha E = \left(\frac{\pi c \hbar^{\frac{3}{2}}}{nE}\right)^2 I_{st}(E). \quad (59)$$

Predznak minus dolazi otuda što su I_{st} i g_l definirani kao pozitivni kada se zračenje emitira, dok je koeficijent apsorpcije α pozitivan kada se zračenje apsorbira. Iz jednadžbi (58) i (59) slijedi da je pojačavanje moguće samo za fotone energije $E < \Delta F$.

Lokalni faktor pojačanja je funkcija fotonske energije, no većinom je zanimljiva samo njegova maksimalna vrijednost g_{max} . Ta vrijednost je funkcija iznosa uzbude (odnosno stimulirane emisije), koja je karakterizirana nominalnom gustoćom struje

$$J_{nom} = 10^{-4} e \int I_{sp}(E) dE, \quad (60)$$

gdje je J_{nom} gustoća struje potrebna da održava stvarni iznos uzbude u homogenom sloju debljine 1 μm. Da bi se postiglo pojačanje ~10 na sobnoj temperaturi, nominalna gustoća struje treba da bude nekoliko tisuća ampera po kvadratnom centimetru (sl. 33).



Sl. 33. Maksimalni lokalni faktor pojačanja prema nominalnoj gustoći struje

Iz jednadžbi (58) i (59) slijedi nominalna gustoća struje praga pojačavanja

$$J_{nom, prag} = \frac{10^{-4} \gamma e n^2 E_{mg}^2 \Delta E}{\pi^2 c^2 \hbar^3} g_{prag}, \quad (61)$$

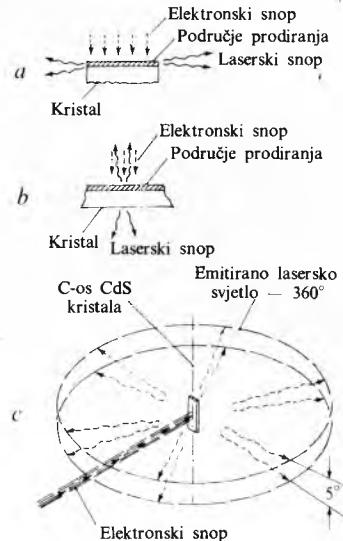
gdje je ΔE širina linije spektra spontane emisije, E_{mg} fotonska energija pri kojoj je pojačanje najveće, a γ je faktor koji je

na niskoj temperaturi ~1, dok na višim temperaturama može biti i znatno veći.

Postupci uzbude

Inverzija naseljenosti može se postići optičkom ili elektronskom pobudom, injekcijom u propusno polariziranom P-N spoju ili stvaranjem nosioca lavinskim umnožavanjem. Uobičajeno je da se postupak stvaranja inverzije zove pumpanje.

Pumpanje elektronskim snopom. Glavne konfiguracije u elektronskom pumpanju jesu (sl. 34) a) pumpanje sa strane — Fabry-Perotova šupljina (rezonator) je okomita na laserski snop, b) pumpanje s kraja — Fabry-Perotova šupljina je paralelna sa snopom, c) konfiguracija s totalnom internom refleksijom,



Sl. 34. Tri osnovne tehnike elektronskog pumpanja: a) pumpanje sa strane, b) pumpanje s kraja, c) konfiguracija totalne interne refleksije

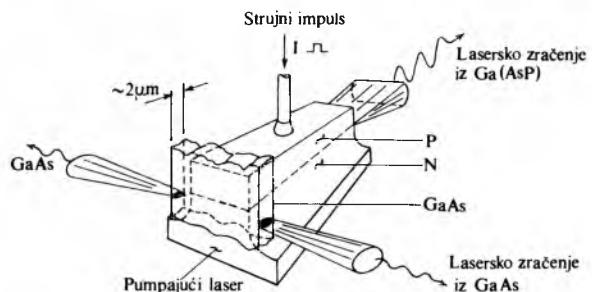
u kojoj se koherentno zračenje emitira u diskolikom snopu 360° u krug. Dubina prodiranja elektrona t raste s porastom elektronske energije ($t \approx E^{3/2}$) sve dok se ne dosegne energija elektrona koja oštećuje kristal poluvodiča (npr. 290 keV za CdS). Pojačanje u kadmij-sulfidu ostvareno je na temperaturi 77 K s elektronsima energije 5 keV. Energija upadnog elektrona, potrebna da se stvari par elektron-šupljina (tj. izbaci elektron iz valentne vrpce, u kojoj ostaje šupljina, u vodljivu vrpcu), ovisi o energiji zabranjenog pojasa E_g . Za mnoge poluvodiče ionizacijska energija E_i iznosi

$$E_i = \frac{14}{5} E_g + E' \quad (E' = 0,5 \dots 1 \text{ eV}). \quad (62)$$

Broj je parova elektron-šupljina stvorenih po upadnom elektronu energije E približno E/E_i . Maksimalna je djelotvornost pretvorbe energije $h\nu/E_i$ i ograničena je na ~30% (ako je $h\nu \approx E_g$). Budući da se ostala energija pretvara u toplinu, rad s velikim energijama moguće je samo u impulsnom načinu rada. Tako se postižu vrlo velike vršne snage, npr. u kadmij-sulfidu 400 kW na 300 K.

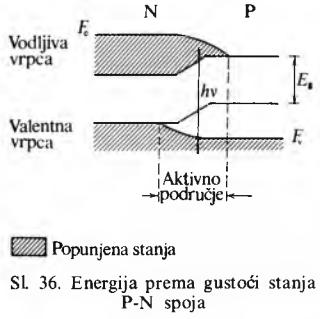
Optičko pumpanje. Poluvodički spoj pobuđuje se optičkim izvorom kojemu fotoni imaju energiju veću od energije zabranjenog pojasa. U tu se svrhu upotrebljavaju poluvodički laseri. Obično su to laseri galij-arsen (GaAs), galij-arsen-fosfor (GaAsP) ili srebro-galij-arsen ((AgGa)As), koji pumpaju poluvodiče s manjim energijama zabranjenog pojasa (sl. 35).

Moguće je i pumpanje s izvorom kojemu fotoni imaju energiju manju od energije zabranjenog pojasa E_g , ako se odvija dvofotonска apsorpcija. Za takav proces potrebeni su znatno snažniji izvori i manje je djelotvoran od jednofotonskog pumpanja.



Sl. 35. Optičko pumpanje poluvodičkog lasera (GaAs dotiran telurom u iznosu $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Pumpajući laser je Ga(AsP) s valnom duljinom 720 nm

Propusno polarizirani P-N spoj (injektiranje). Poluvodički spoj pobudjuje se ubacivanjem elektrona s degenerirano dopirane N strane spoja u degenerirano dopiranu P stranu, pri tom je zanemarljivo ubacivanje šupljina. Vrijeme je života, s obzirom na spontanu rekombinaciju elektron-šupljina, u direktnom poluvodiču $10^{-8}\dots 10^{-9}$ s, pa je difuzijska duljina za injektirane elektrone nekoliko mikrometara. Dakle, u okolišu P-N spoja postoji usko područje s velikom gustoćom parova elektron-šupljina i inverzijom naseljenosti (sl. 36). Budući da su apsorbirajuća područja P i N (područja u kojima nema inverzije naseljenosti) uz aktivno područje, djelotvornost lasera ovisit će o ograničavanju optičke emisije na to područje.



Sl. 36. Energija prema gustoći stanja P-N spoja

Vanjska diferencijalna kvantna djelotvornost η_v jest odnos izlazne snage lasera i struje napajanja

$$\eta_v = \frac{Pe}{hv_L(I - I_{\text{drag}})}, \quad (63)$$

gdje je P emitirana snaga, hv_L energija fotona u elektronvoltima, I je struja napajanja, I_{drag} struja potrebna za početak pojačavanja, a e naboj elektrona.

Napon na laserskoj diodi (P-N spoju) dijeli se na pad napona na serijskom otporu IR_s i pad napona na spoju ($U_s \approx E_g/e$, ako je E_g dano u elektronvoltima). Djelotvornost pretvorbe snage jest

$$\eta_P = \frac{P}{I^2 R_s + \frac{IE_g}{e}}, \quad \eta_v \approx \frac{E_g(I - I_{\text{drag}})}{I^2 R_s + \frac{IE_g}{e}}. \quad (64)$$

Struja napajanja koja daje najdjelotvorniju pretvorbu snage jest

$$I_{\text{op}} = I_{\text{drag}} + \left(I_{\text{drag}}^2 + I_{\text{drag}} \frac{E_g}{R_s e} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (65)$$

Za $R_s = 0,1 \Omega$, i $I_{\text{drag}} = 2 \text{ A}$ je $I_{\text{op}} \approx 4I_{\text{drag}} = 8 \text{ A}$.

Struja praga pojačavanja diode može se izraziti preko parametra diode:

$$I_{\text{drag}} = \frac{d}{\eta_i \Gamma} \left(\frac{g_{\text{prag}}}{B} \right)^{\frac{1}{b}}, \quad (66)$$

gdje je d debljina sloja s inverzijom naseljenosti, Γ dio svjetla

zadržan u sloju d (za idealan sustav $\Gamma = 1$), B faktor ovisan o temperaturi, η_i unutrašnja kvantna djelotvornost, a b konstanta ovisna o materijalu ($b = 1\dots 3$).

Tablica 3
POLUVODIČKI LÁSERSKI MATERIJALI

Materijal	Valna duljina λ μm	Energija fotona $h\nu$ eV	Pobuda*
ZnS	0,33	3,8	O E
⁺⁺ ZnO	0,37	3,4	E
$Zn_{1-x}Cd_xS$	0,49\dots 0,32	2,5\dots 3,82	O
ZnSe	0,46	2,7	E
⁺⁺ CdS	0,49	2,5	O E
ZnTe	0,53	2,3	E
GaSe	0,59	2,1	E
$CdSe_{1-x}S_x$	0,49\dots 0,68	2,5\dots 1,8	O E ⁺
$CdSe_{0,95}S_{0,05}$	0,675	1,8	E
CdSe	0,675	1,8	O E
⁺⁺ Al $_{1-x}$ As	0,63\dots 0,90	2,0\dots 1,4	I
⁺⁺ Ga $_{1-x}$ P _x	0,61\dots 0,90	2,0\dots 1,4	E I
CdTe	0,785	1,6	E
⁺⁺ GaAs	0,83\dots 0,91**	1,50\dots 1,38	O E I A
⁺⁺ In _x Al _{1-x} P	0,55\dots 0,91	1,36\dots 2,3	I
In _x Ga _{1-x} P	0,59\dots 0,91	1,36\dots 2,1	O E I
InP	0,91	1,36	I A
GaAs _{1-x} Sb _x	0,9\dots 1,5	1,4\dots 0,83	I
CdSnP ₂	1,01	1,25	E
InAs _{1-x} P _x	0,9\dots 3,2	1,4\dots 3,9	I
InAs _{0,94} P _{0,06}	0,942	1,32	I
InAs _{0,51} P _{0,49}	1,6	0,78	I
GaSb	1,55	0,80	E I
In _{1-x} Ga _x As	0,85\dots 3,1	1,45\dots 0,4	I
In _{0,65} Ga _{0,35} As	1,77	0,70	I
In _{0,75} Ga _{0,25} As	2,07	0,60	I
Cd ₃ P ₂	2,1	0,58	O E I
InAs	3,1	0,39	O
InAs _{1-x} Sb _x	3,1\dots 5,4	0,39\dots 0,23	I
InAs _{0,98} Sb _{0,02}	3,19	0,39	I
Cd _{1-x} Hg _x Te	3\dots 15	0,41\dots 0,08	O E
Cd _{0,12} Hg _{0,68} TE	3,8	0,33	O
Te	3,72	0,334	E
PbS	4,3	0,29	E
InSb	5,2	0,236	O E I
PbTe	6,5	0,19	E I
Pb ₅ S _{1-x} Se _x	3,9\dots 8,5	0,32\dots 0,146	E I
PbSe	8,5	0,146	E I
Pb ₅ SnTe	28	0,045	I
PbSnSe	8\dots 34	0,155\dots 0,040	I

* A lavinski probaj, O optičko pumpanje, E pumpanje elektronskim snopom, I injekcija. ⁺ Mogući način pobude. ** Ovisno o temperaturi i dotiranju. ⁺⁺ Rad na sobnoj temperaturi.

Laserske diode

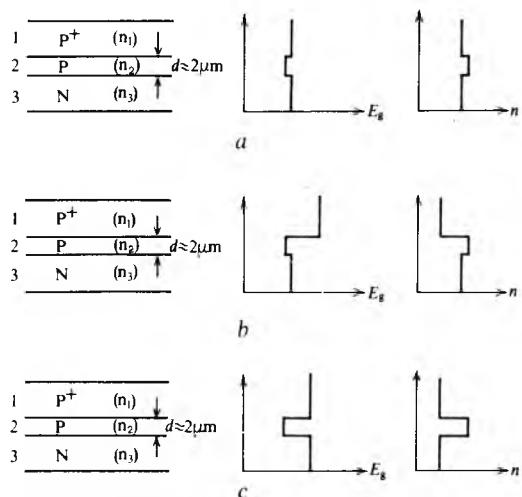
U principu, laserska se dioda sastoji iz P-N spoja s najmanjim mogućim serijskim otporom. No, u praksi se, zbog toga što se zahtijeva kombiniranje malog koeficijenta apsorpcije s velikim pojačanjem i djelotvornošću, javljaju vrlo složene strukture (sl. 37).

Homospojni laser (sl. 37 a) iskorišćuje samo jedan poluvodič. To su obično slojevi P⁺-P-N s komplikiranim rekombinacijskim područjem P-tipa.

Jednostruki heterospojni laser (sl. 37 b) ima višu energiju zabranjenog pojasa u području P⁺ nego u aktivnom području i veći diskontinuitet u indeksu loma, što pogoduje ograničavanju snopa na aktivno područje (52). Nadalje, ako je debljina d dovoljno malena u usporedbi s difuzijskom duljinom, reducirana je i rekombinacijski volumen, što daje veće pojačanje. Također je smanjen i apsorpcijski koeficijent α , jer je praktički (zbog skoka u indeksu loma) onemogućeno širenje optičkog polja u područje P⁺, što rezultira smanjenjem struje praga i većim koeficijentom η_v .

Dvostruki heterospojni laser razlikuje se od jednostrukog heterospojnog lasera u tome što je u jednostrukom diskontinuitetu indeksa loma n velik samo na P⁺-P strani, dok je na P-N strani dosta mali, pa se velik dio optičkog polja može širiti u N-stranu. Dodavanje drugog heterospojja na P-N spoj povećava diskontinuitet indeksa loma i omogućuje sužavanje područja inverzije bez gubitaka optičkog polja (sl. 37 c).

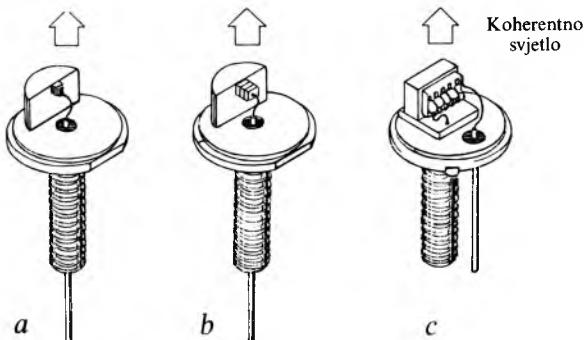
Laseri velike optičke širine imaju podešavanje debljine područja rekombinacije neovisno o širini područja optičkog ograničenja. Tako se postižu veće optičke širine, što omogućuje reduciranje gustoće optičkog toka i osigurava pouzdan rad.



Izradba laserskih dioda. Difundirana homospojna laserska dioda može se proizvesti difuzijom cinka u supstratu N-tipa (u iznosu od $1 \cdot 3 \cdot 10^{18}$ atoma cinka po kubnom centimetru). Takve GaAs diode dobre su za rad na temperaturi 77 K. Na sobnim temperaturama potrebne su velike gustoće struje ($J_{\text{prag}} \approx 10^5 \text{ A/cm}^2$).

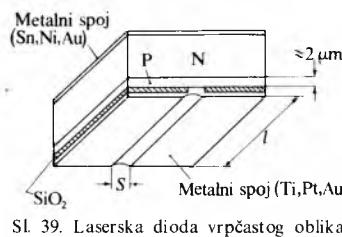
Epitaksijalni rast u pari služi za proizvodnju P⁺-P-N homospojnih dioda. Na GaAs supstratu raste selenom ili telurom dotiran sloj, pa zatim tanki ($2 \mu\text{m}$) cink-selen ili cink-telur kompenzirani P-sloj, pa P⁺ nekompenzirani cinkom dotirani sloj. U takvima je diodama gustoća struje praga na sobnoj temperaturi $\sim 40 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$.

Tekući epitaksijalni rast. Na kristalni GaAs supstrat nanosi se otopina galija koja sadrži galij-arsenid na temperaturi ~ 1200 K. Podešavanjem početne saturacije otopine galija s galij-arsenidom postiže se taljenje dijela supstrata, pa se tako stvara planarni spoj između supstrata i epitaksijalnog sloja. Laganim hlađenjem galij-arsenid kristalizira iz otopine na supstrat.



Konstrukcija laserske diode. Nakon formiranja P-N spoja materijal se stanjuje na $75 \mu\text{m}$ i dodaju mu se vodljivi slojevi na P i N strani. Nakon toga se siječe uzduž kristalografskih osi u šipke, koje se na krajevima pile da bi se doble Fabry-Perotove površine. Diode velikih snaga stvaraju se slaganjem pojedinih dioda u seriji ili stvaranjem vrlo širokih dioda. Diodni se redovi mogu formirati stavljanjem galij-arsenida na metalnu podlogu od berilij-oksida i sječenjem pojedinih dioda koje se

zatim serijski povezuje (sl. 38). Tako su dobivene laserske diode koje imaju vršne snage desetak kilovata. Za dobivanje uskih laserskih dioda (širine nekoliko mikrometara) upotrebljava se vrpčasti oblik sa supstratom od sicilij-dioksida (sl. 39).



Nesavršenosti stvorene tokom stvaranja spoja ili od početka prisutne u izvornom materijalu smanjuju kvalitetu laserske diode. Posebno su nepoželjne primjese bakra i stvaranje precipitata. Intenzivno elektronsko, ionsko i γ -zračenje također mijenja strukturu laserske diode, a time se smanjuje i kvaliteta snopa laserskog zračenja.

ČVRSTI LASERI

U čvrstim se laserima inverzija naseljenosti i laserski prijelazi odvijaju između diskretnih energetskih razina iona distribuiranih u nekom čvrstom sredstvu (staklu, prirodnom ili umjetnom kristalu i sl.). Prema gustoći aktivnih iona oni se nalaze između plinskih i poluvodičkih lasera (tabl. 4). Većinom su ionske gustoće čvrstih lasera rezultat kompromisa između kompaktnosti izvora za uzbudu i mogućnosti hlađenja aktivnog sredstva, pa takvi laseri najčešće rade impulsno. Relativno dugo vrijeme života inverzije naseljenosti pogoduje stvaranju jakih impulsa.

Tablica 4
GUSTOĆA IONA U LASERSKOM AKTIVNOM SREDSTVU

Tip lasera	Gustoća iona ili parova m^{-3}	Vrijeme života s
Plinski	$10^{21}, 10^{23}$	10^{-6}
Čvrsti	$10^{23}, 10^{26}$	10^{-3}
Poluvodički	10^{28}	10^{-9}

Tablica 5
KONTINUIRANI LASERSKI PRIJELAZI NA SOBNOJ TEMPERATURI

Ion	Sredstvo	Valna duljina λ μm	Prijelaz
Nd ³⁺	CaWO ₄	1,0582	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	CaMoO ₄	1,061	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (YAlG)	1,0640	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (YAlG)	1,0519	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (YAlG)	1,0614	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (YAlG)	1,0734	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (YAlG)	1,1120	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (YAlG)	1,1158	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (YAlG)	1,1226	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	staklo	1,06	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	YAlO ₃	1,0795	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	La ₂ O ₂ S	1,076	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	Ca ₅ (PO ₄) ₃ F(FAP)	1,0629	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$
Nd ³⁺	Y ₃ Al ₅ O ₁₂	1,319	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$
Nd ³⁺	Y ₃ Al ₅ O ₁₂	1,319	${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$
Cr ³⁺	Al ₂ O ₃	0,6943	${}^2E - {}^4A_2$

Laserski prijelazi zapaženi su u ionima rijetkih zemalja, aktinida i prijelaznih metala. U ionima rijetkih zemalja to je u trivalentnim i divalentnim stanjima iona Pr³⁺, Nd³⁺, Er³⁺ i izoelektronskim parovima Eu³⁺, Ho³⁺, Yb³⁺, Sm²⁺, Dy²⁺, Tm²⁺. U aktinidima su do sada zapaženi laserski prijelazi u U³⁺ u CaF₂ na valnoj duljini 0,9 i 2,57–2,61 μm .

U prijelaznim metalima laserski su prijelazi zapaženi u rubinu (Cr^{3+}), Co^{2+} ($\lambda = 1,99 \dots 2,05 \mu\text{m}$) i Ni^{2+} ($\lambda = 1,61, 1,31$ i $1,91 \mu\text{m}$). Sa svim tim ionima ostvareni su laserski prijelazi u kontinuiranom (tabl. 5 i 6) i u impulsnom načinu rada (tabl. 7).

Tablica 6
KONTINUIRANI LASERSKI PRIJELAZI NA NISKIM TEMPERATURAMA

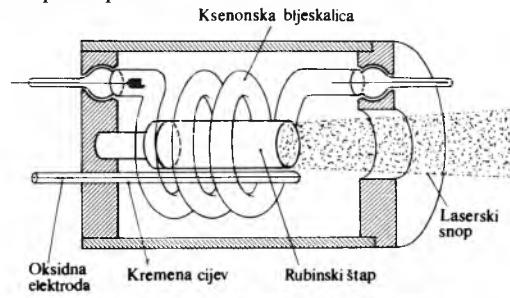
Ion	Sredstvo	Valna duljina λ μm	Prijelaz
Dy^{2+}	CaF_2	2,36	$^5\text{I}_7 - ^5\text{I}_8$
Ho^{3+}	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	2,1223	$^5\text{I}_7 - ^5\text{I}_8$
Ho^{3+}	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} + \text{Cr}^{3+}$	2,0975	$^5\text{I}_7 - ^5\text{I}_8$
Ho^{3+}	$\text{Er}_{1,48}\text{Y}_{1,5}\text{Al}_5\text{O}_{12}$	2,0979	$^5\text{I}_7 - ^5\text{I}_8$
Tm^{3+}	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	2,0132	$^3\text{H}_4 - ^3\text{H}_6$
Tm^{3+}	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} + \text{Cr}^{3+}$	2,0132	$^3\text{H}_4 - ^3\text{H}_6$
Tm^{3+}	$\text{Er}_{1,48}\text{Y}_{1,5}\text{Al}_5\text{O}_{12}$	2,014	$^3\text{H}_4 - ^3\text{H}_6$
Tm^{3+}	Er_2O_3	1,934	$^3\text{H}_4 - ^3\text{H}_6$
Tm^{3+}	CaF_2	1,116	$^2\text{F}_{5/2} - ^2\text{F}_{7/2}$
U^{3+}	CaF_2	2,613	$^4\text{I}_{11/2} - ^4\text{I}_{9/2}$

Tablica 7
IMPULSNI LASERSKI PRIJELAZI NA SOBNOJ TEMPERATURI

Ion	Sredstvo	Valna duljina λ μm	Prijelaz
Nd^{3+}	staklo	1,047, 1,063	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	CaWO_4	$\sim 1,06$	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	1,0648	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	LaF_3	1,0633	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	$\text{NaAl}(\text{MoO}_4)_2$	1,0595	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	YVO_4	1,064, 1,066	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	SrF_2	1,04	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	$(\text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba})\text{F}_2 \cdot (\text{Y}, \text{La})\text{F}_3$	1,054	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	$5\text{NaF} \cdot 9\text{YF}_3$	1,051, 1,060	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	$\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$	1,064	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	LiNbO_3	$\sim 1,09$	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	$\text{Ca}(\text{NbO}_3)_2$	1,060	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	$\text{Ca}_{0,25}\text{Ba}_{0,75}(\text{NbO}_3)_2$	1,062	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	$\text{Ca}_{2,88}\text{Nd}_{0,08}(\text{VO}_4)_2$	1,067	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	$\text{Ba}_2\text{MgGe}_2\text{O}_7$	1,0540	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	$\text{Bi}_3\text{Ge}_5\text{O}_{12}$	1,0540-1,0548	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	YAlO_3	1,0643	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	SrMoO_4	1,0643	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	SrWO_4	1,063	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	CaMoO_4	1,0673	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	PbMoO_4	1,0586	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{11/2}$
Nd^{3+}	CaWO_4	1,339	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{13/2}$
Nd^{3+}	staklo	1,37	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{13/2}$
Nd^{3+}	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	1,32	$^4\text{F}_{3/2} - ^4\text{I}_{13/2}$
Ho^{3+}	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	2,0975	$^5\text{I}_7 - ^5\text{I}_8$
Yb^{3+}	staklo	1,015, 1,06	$^2\text{F}_{5/2} - ^2\text{F}_{7/2}$
Er^{3+}	staklo	$\sim 1,54$	$^4\text{I}_{13/2} - ^4\text{I}_{15/2}$
Tm^{3+}	staklo	1,85, 2,015	$^3\text{H}_4 - ^3\text{H}_6$
Tm^{3+}	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	2,0132	$^3\text{H}_4 - ^3\text{H}_6$
Cr^{3+}	Al_2O_3	0,6943(R ₁)	$^2\text{E}(\text{E}) - ^4\text{A}_2$
Cr^{3+}	Al_2O_3	0,6929(R ₂)	$^2\text{E}(\text{A}) - ^4\text{A}_2$
U^{3+}	CaF_2	2,613	$^4\text{I}_{11/2} - ^4\text{I}_{9/2}$
U^{3+}	CaF_2	2,57, 2,51	$^4\text{I}_{11/2} - ^4\text{I}_{9/2}$

Rubinski laseri. Aktivno sredstvo u rubinskom laseru jest aluminij-oksid (Al_2O_3) dotiran ionima Cr^{3+} između čijih se energetskih razina odigravaju prijelazi. Rubin je oblikovan u štapić kojemu su krajevi strogo paralelni i naparavanjem postali reflektirajućim. Tako je dobivena Fabry-Perotova šupljina. Za pobudu (stvaranje inverzije naseljenosti) obično se upotrebljava ksenonska bljeskalica (sl. 40). Pumpanje počinje izbijanjem kondenzatora kapaciteta $50 \dots 2000 \mu\text{F}$ pod naponom $1,4 \dots 4 \text{ kV}$ kroz bljeskalicu. Spektar se ksenonske bljeskalice poklapa s apsorpcijskim spektrom Cr^{3+} iona na valnoj duljini $0,4$ i $0,55 \mu\text{m}$. Promjer je rubinskog štapića $\sim 0,1 \dots 2 \text{ cm}$, a duljina $2 \dots 25 \text{ cm}$. Ako je os štapića paralelna s optičkom osi rubina, izlazni laserski snop je nepolariziran, a ako je okomita na optičku os, tada je izlazni snop polariziran s električnim poljem okomitim na kristalnu optičku os. Lasersko se zračenje propušta iz štapića pomoću djelomično propusnog zrcala (propusnosti $10 \dots 25\%$) naparenog izravno na kraj štapića. Gubici su zbog raspršenja svjetlosti u rubinu $\sim 0,04$, a pojedinačne je obično $\sim 0,2$ po centimetru duljine aktivnog sredstva.

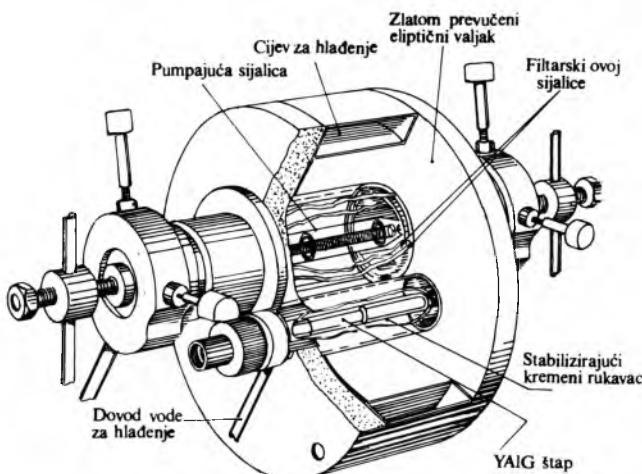
Koherentno lasersko zračenje počinje obično $0,5 \text{ ms}$ nakon pumpajućeg impulsa ksenonske bljeskalice i traje koliko i uzbudni impuls (nekoliko milisekunda). Uobičajena kutna divergencija snopa jest $\sim 1 \dots 20$ miliradijana, a zračenje ima valnu duljinu $693,4 \dots 694,3 \text{ nm}$. Postignute izlazne energije su nekoliko kilodžula po impulsu.



Sl. 40. Pobudni sustav rubinskog lasera

Stakleno-neodimski laseri daju impulse vrlo velike snage, energije i kratkog trajanja. Staklo je kao lasersko sredstvo vrlo pogodno jer je izotropno, trajno, jeftino se proizvodi i lako obrađuje, a mogu mu se dodavati velike količine primjesa. Indeks loma može mu se birati od $1,5 \dots 2,1$, a termička svojstva podešiti tako da se smanje optičke aberacije zbog promjena temperature. Nedostatak mu je relativno slaba termička vodljivost ($\sim 1 \text{ WK}^{-1} \text{ m}^{-1}$), što ograničuje promjer štapa i repeticijsku frekvenciju. Sa stakleno-neodimskim laserom postignuti su impulsi s energijom većom od 5 kJ u trajanju 3 ms , a neodimski laseri s Q-prekidanjem imaju snage veće od 17 GW u impulsu od nekoliko pikosekunda.

Granatski laser. Kao lasersko sredstvo upotrebljava se itrij-aluminij-granat dotiran najčešće neodimom ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} : \text{Nd}^{3+}$) s trgovackom označom YAIG ili YAG, te itrij-galinij-granat (YGaG). YAG ima dobra mehanička svojstva, visoku termičku vodljivost ($\sim 14 \text{ WK}^{-1} \text{ m}^{-1}$) i lako se obrađuje. Proizvode se štapovi $1 \times 15 \text{ cm}$. Za pumpanje se upotrebljavaju volfram-halogene svjetiljke koje su jefinе i trajne. Uobičajena konfiguracija za pumpanje jest eliptični cilindar (sl. 41). Laserski štap hlađi se vodom koja uz put filtrira infracrveno zračenje izvora koje bi ugrijalo štap. Kremeni rukavac poboljšava stabilnost amplitude za TEM_{00} modni rad.



Sl. 41. Nd:YAIG laser

Takvi laseri daju kontinuirano zračenje, snage nekoliko kilovata, na valnoj duljini $1,0612 \mu\text{m}$ pri temperaturi 77 K i $1,0648 \mu\text{m}$ na 300 K , te imaju stupanj djelovanja do $0,02$.

Parametri lasera pri nehomogenom pumpanju. Ako je $Ld\lambda$ gustoća snage u danom volumnom elementu dV , snaga koju apsorbiraju aktivni ioni u spektralnom opsegu $d\lambda$ jest

$$P_\lambda = L\beta_\lambda\eta_\lambda dVd\lambda, \quad (67)$$

gdje je L raspodjela spektralne gustoće snage pumpajućeg svjetla po valnoj duljini, β je frakcija apsorbiranih fotona u volumenu dV , a η kvantna djelotvornost pumpanja.

Iznos je pumpanja (broj stvorenih inverzija po vremenu i volumenu)

$$WdV = dV \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{L_\lambda \beta_\lambda \eta_\lambda}{h\nu} d\lambda, \quad (68)$$

gdje je $\lambda_1 \dots \lambda_2$ spektralni opseg pumpajućeg svjetla.

Ispod praga oscilacija inverzija gustoća n proporcionalna je gustoći iznosa pumpanja W . Izjednačavanjem gustoće iznosa pumpanja s gubicima zbog spontane emisije n/τ (τ je vrijeme života spontane emisije) slijedi

$$n = \frac{\tau}{hc} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda L \beta \eta d\lambda. \quad (69)$$

Ako se definira radijalni inverzni profil kao

$$N = \int_0^l n dz, \quad (70)$$

gdje je l duljina štapa, dobije se jednadžba koja opisuje poнаšanje lasera na pragu oscilacija:

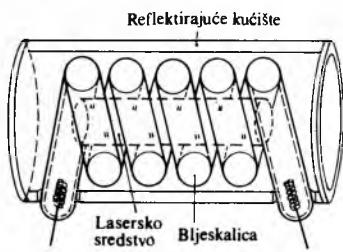
$$NdS = \frac{\tau}{hc} dS \int_0^{l_{\lambda_2}} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L \beta \eta d\lambda dz. \quad (71)$$

Iznad praga inverzija gustoća unutar oscilirajućih područja bit će gotovo konstantna i jednakova vrijednosti praga. Ako se sa $W_0 = n_0/\tau$ definira iznos pumpanja na pragu, tada će snaga L_i , stvorena unutar laserskog rezonatora, biti:

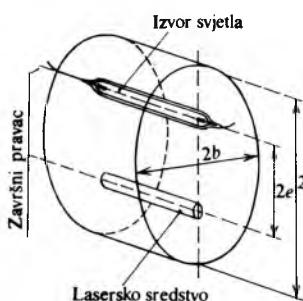
$$L_i = h\nu_L \int_0^{2\pi R} \int_0^l \left(\int W dz - W_0 l \right) r dr d\varphi. \quad (72)$$

Oblici čvrstih lasera. Lasersko aktivno sredstvo, izvor za pobudu i reflektirajuće plohe koje reflektiraju pobudno zračenje raspoređuju se na različne načine.

Helikoidna cijev (bljeskalica) upotrebljava se kao izvor za pobudu tako da se lasersko aktivno sredstvo stavlja u os helikoide, a sve skupa je smješteno u difuzno reflektirajućem kućištu (sl. 42). Tako je omogućeno maksimalno osvjetljavanje laserskog sredstva. Takav je raspored bio u prvom laseru (rubinski laser — Maiman, 1960).

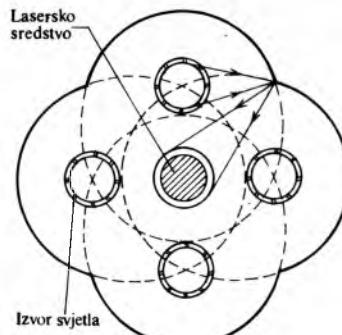


Sl. 42. Pobuda laserskog sredstva helikoidnom cijevi

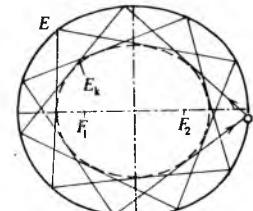


Sl. 43. Lasersko sredstvo i cijev za pobudu smješteni u eliptičnom valjkusu kojemu su osnove ravna zrcala

Reflektirajuće plohe kojima se okružuje lasersko sredstvo i cijev za pobudu u nekim laserima imaju oblik *eliptičkog valjka*. U jedan žarišni pravac stavlja se lasersko sredstvo, a u drugi pobudna cijev (sl. 43). Takvo je kućište u osnovama zatvoreno ravnim reflektirajućim ploham. Više eliptičkih valjaka slaže



Sl. 44. Lasersko sredstvo i četiri cijevi za pobudu smješteni u kućištu koje je slog dijelova od četiri eliptična valjka



Sl. 45. Elipsa E i njena konfokalna kaustička elipsa E_k

se tako da im se podudara jedan žarišni pravac u kojem se nalazi lasersko sredstvo, a u drugima se nalaze pobudne cijevi (sl. 44). Također se primjenjuje činjenica da se zrake koje sijeku veliku os elipse između žarišta i bližeg tijemena zadržavaju samo u području između elipse i upisane, konfokalne, tzv. kaustičke, elipse (sl. 45).

D. Risović

TEKUĆINSKI LASERI

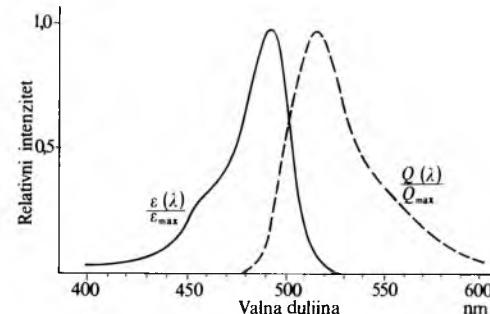
Aktivno sredstvo u tekućinskom laseru jest neka otopina, smještena u staklenoj cjevčici. Raspored elemenata je potpuno sličan kao u čvrstom laseru jer se staklena cjevčica s tekućim aktivnim sredstvom ponaša kao i stakleni štap s aktivnim sredstvom.

Tekuća laserska sredstva. Kao aktivna sredstva služe anorganske i organske tvari.

Anorganske tvari, koje služe kao lasersko aktivno sredstvo, otoplje u tekućini ponašaju se slično kao i kada su dodane kao primjese staklu. Tako se npr. apsorpcijski i emisijski spektar neodima u staklu i onog otopljenog u tekućini neznačno razlikuju. Upotrebljava se neodim (Nd^{3+}) otopljen u $SeOCl_2$ ili u $POCl_3$. S takvim laserom postignuti su impulsi snage do 500 MW.

Metalo-organske tvari (rijetke zemlje u helatima) koje služe kao lasersko aktivno sredstvo rade pri niskim temperaturama. Tako npr. europij (Eu^{3+}) otopljen u benzilacetonatu čini otopinu koja na temperaturi od 140 K ima tako veliku viskoznost da je sličnija organskom staklu nego tekućini. Postoje i tvari koje se kao lasersko aktivno sredstvo mogu upotrijebiti i na sobnoj temperaturi.

Organske tvari koje služe kao lasersko aktivno sredstvo nezasićeni su ugljikovodici s konjugiranim dvostrukim vezama.

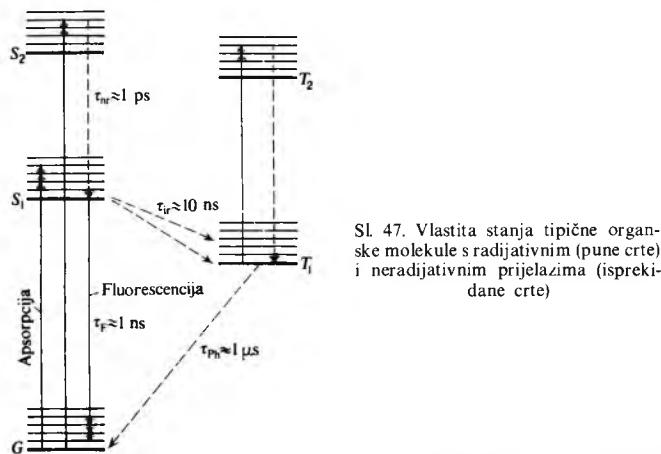


Sl. 46. Apsorpcijski spektar $\epsilon(\lambda)/\epsilon_{\max}$, fluorescentni spektar $Q(\lambda)/Q_{\max}$ organske tvari koja služi kao lasersko aktivno sredstvo

Takve tvari su i boje ili bojila (v. *Bojila*, TE 2, str. 84; v. *Lakovi i boje*), pa se laseri s tekućinom ponekad nazivaju i laseri s bojom.

Organske tvari imaju široke apsorpcijske vrpce u spektru za razliku od atomskog i ionskog spektra. Apsorpcija je gotovo kontinuirana preko cijele apsorpcijske vrpce, a također i fluorescentna emisija koja odgovara prijelazu iz pobuđenog u osnovno stanje molekule. Tipičan oblik apsorpcijskog i fluorescentnog spektra organske boje prikazuje sl. 46.

Vlastita stanja tipične molekule boje prikazuje sl. 47. S_i ($i = 1, 2, 3, \dots$) su singuletna stanja, uključujući osnovno stanje G , a T_i ($i = 1, 2, 3, \dots$) su tripletna stanja. Prijelaz iz najnižeg singuletnog stanja S_1 u osnovno stanje G jest proces fluorescencije koji ne ovisi o pobudnoj valnoj duljini jer je konverzija iz stanja S_2 u S_1 vrlo brza (manja od 10^{-11} s). Radijativni prijelaz iz najnižeg tripletnog stanja u osnovno jest fosforencija. Oba se procesa iskoristišu kod organske boje kao aktivnog medija u laseru.



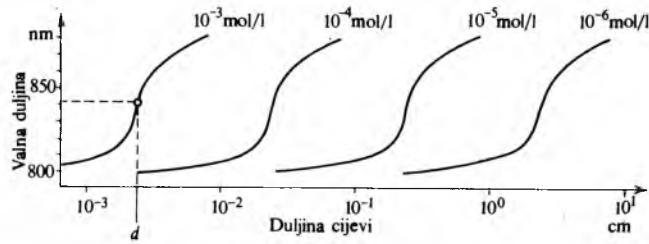
Fosforencija je znatna zbog velikog vremena života tripletnog stanja. Međutim, budući da odgovara strogo zabranjenom prijelazu, potrebna je velika koncentracija aktivnog sredstva za postizanje pojačanja. Znatni su i triplet-triplet apsorpcijski gubici.

Fluorescencija može dati veliko pojačanje i s niskim koncentracijama boje. Komplikaciju stvara postojanje najnižih tripletnih stanja, zbog čega se reducira populacija pobuđenih singuletnih stanja i povećavaju triplet-triplet apsorpcijski gubici.

Uvjet osciliranja. U najjednostavnijem obliku tekućinski se laser sastoji od staklene cijevi napunjene otopinom aktivnog sredstva i od dva paralelna prozora koji nose reflektirajući sloj za rezonator. Laser će oscilirati frekvencijom v uz uvjet da je ukupno pojačanje veće od jedinice:

$$\exp(-\sigma_a(\tilde{v})n_0L)R\exp(\sigma_f(\tilde{v})n_1L) \geq 1, \quad (73)$$

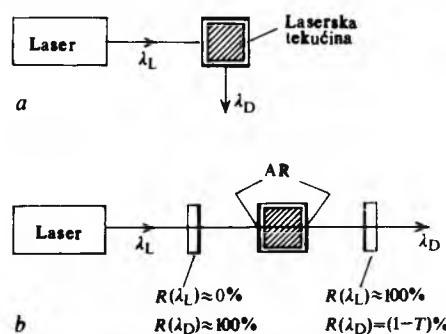
gdje su $\sigma_a(\tilde{v})$ i $\sigma_f(\tilde{v})$ udarni presjeci za apsorpciju i stimuliranu emisiju, \tilde{v} je valni broj, n_0 populacija osnovnog stanja, n_1 populacija prvog singuletnog stanja, L duljina cijevi, a R refleksivnost rezonatora. Prvi eksponencijalni član opisuje slabljenje zbog reapsorpcije fluorescencije. Valna duljina laserskog zračenja ovisi o aktivnoj duljini cijevi i koncentraciji boje (sl. 48).



Sl. 48. Valna duljina kao funkcija aktivne duljine laserske cijevi s koncentracijom laserski aktivne tvari (mola po litru) kao parametrom (stijenka cijevi $d = 25 \mu\text{m}$)

Pobuda tekućinskih laseru

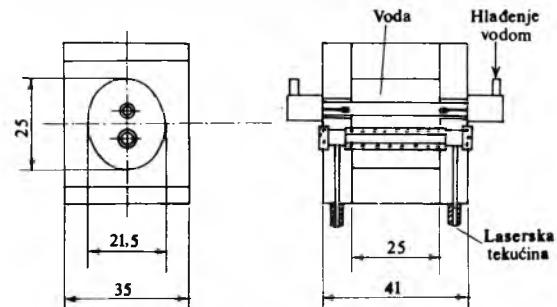
Pobuda laserom. Tekućinski laser pumpan laserom (sl. 49) sastoji se od rezonatora koji tvore polirane strane kvadratne cijevi (deblje linije na sl. 49a) i lasera za pobudu. Reflektirajući su slojevi na prozorima prikladni metalni ili dielektrični slojevi.



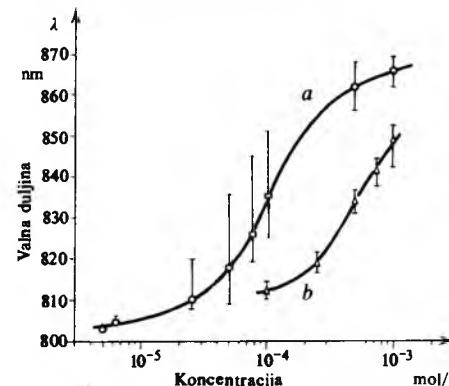
Sl. 49. Raspored rezonatora za lasersko pumpanje tekućinskog lasera, λ_L valna duljina pobudnog lasera, λ_D valna duljina tekućinskog lasera, AR antirefleksni sloj

Na sl. 49a i 49b prikazan je raspored za transverzalno i longitudinalno pumpanje lasera. Za lasersko pumpanje longitudinalni raspored je povoljniji. Pobudni snop prolazi kroz jedno rezonatorsko zrcalo. Za postizanje što boljeg efekta zrcalo je pokriteno dielektričnim slojem, koji ima nizak koeficijent refleksije za valnu duljinu pobudnog zračenja, a visok za valnu duljinu zračenja koje nastaje u tekućinskem laseru. Pobudna snaga je jednolika preko cijelog volumena, pa izlazni snop ima nisku divergenciju (3–5 mrad).

Pobuda bljeskalicom. Tekućinski laser pumpan bljeskalicom sastoji se od cijevi s otopinom, bljeskalice i reflektora za svjetlo bljeskalice. Reflektor koncentrira svjetlo bljeskalice na otopinu. Često se u tu svrhu upotrebljava refleksni sloj MgO ili BaSO₄. Bljeskalica je nekolimirana izvor širokog spektralnog područja, pa kad se upotrebljava za pumpanje, treba filtrirati foto-



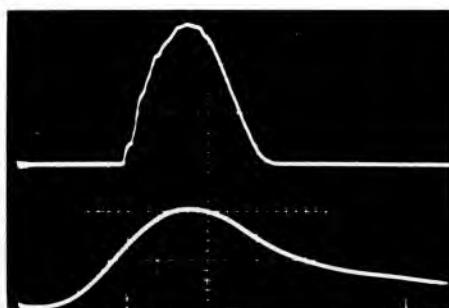
Sl. 50. Presjek lasera s organskom aktivnom tvari s repeticijskom frekvencijom impulsu od 100 Hz



Sl. 51. Valna duljina zračenja tekućinskog lasera prema koncentraciji: a za posrebrenu, b za neposrebrenu cijev duljine 1 cm, pumpanu impulsnim rubinskim laserom snage 5 MW

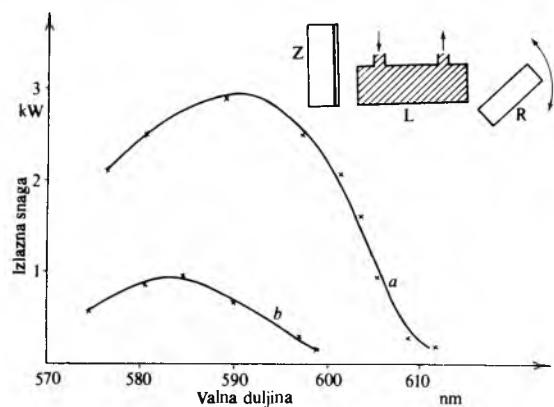
hemski aktivne valne duljine koje mogu dovesti do raspadanja molekula organske tvari. Protok otopine u cijevi može biti transverzalan i longitudinalan. U oba slučaja je poželjno da bude turbulentan zbog smanjenja temperaturnog gradijenta. Na sl. 50 presjek je tekućinskog lasera s repeticijskom frekvencijom impulsa od 100 Hz i srednjom izlaznom snagom od nekoliko vata. Za pumpanje lasera upotrebljavaju se različite bljeskalice, najjednostavnije su ksenonske cijevi. Pomoću koaksijalnih bljeskalica dobiveni su visoko energetski impulsni laseri izlazne energije do 150 J.

Spektar i vremensko ponašanje tekućinskog lasera. Na sl. 51 prikazana je valna duljina laserski pumpanog lasera s bojom kao funkcija koncentracije otopine. Oblik impulsa tekućinskog lasera uglavnom slijedi oblik impulsa za pumpanje iznad razine praga. Kod lasera pumpanih bljeskalicom vremensko ponašanje je složenje zbog vremenske ovisnosti tripletnih gubitaka i toplinskog gradijenta od nejednolikog osvjetljavanja cijevi. Na sl. 52 prikazan je oblik impulsa za pumpanje i impulsa tekućinskog lasera.



Sl. 52. Impuls za pumpanje (dolje) i impuls tekućinskog lasera (gore)

Selekcija valne duljine u laseru s bojom. Za dobivanje izlaznog snopa promjenljive valne duljine služi disperzijski element u laserskoj šupljini. To može biti optička rešetka, jedna ili više prizmi, Fabry-Perotovi etaloni, dvolomni filtri itd. Na sl. 53



Sl. 53. Ugadanje valne duljine zračenja tekućinskog lasera zakretanjem optičke rešetke R: a prvim redom rešetke, b drugim redom rešetke; L lasersko aktivno sredstvo, Z prvo zrcalo

prikazan je princip ugadanja tekućinskog lasera zakretanjem optičke rešetke.

Karakteristike tekućinskih lasera

Jedna je od najvažnijih karakteristika lasera s bojom mogućnost dobivanja ultrakratkih impulsa. Postoji više načina za generiranje impulsa reda veličine pikosekunde. Novija metoda je primjena ultrakratkih impulsa za pobudu.

Impulsni tekućinski laseri mogu raditi na bilo kojoj valnoj duljini od bliskog ultraljubičastog do bliskog infracrvenog zračenja. Kontinuirani tekućinski laseri rade u vidljivom dijelu spektra, a pumpaju se vidljivim i ultraljubičastim zračenjem argonsko-ionskog lasera. Energijske su impulsne lasere $\sim 10^{-6}\dots10$ J, s vršnim snagama i do 100 MW. Kontinuirani tekućinski laseri pumpani argonsko-ionskim laserom postižu snage od nekoliko milivata do nekoliko vata.

Tekućinski laseri su tehnološki jednostavni, aktivno sredstvo je jeftino i dostupno, njegovim cirkuliranjem rješava se problem disipacije topline. Izvori za pumpanje su ili kratka vijeka (bljeskalice) ili skupi (laseri).

M. Žaja

PRIMJENA LASERA

Posebnosti laserskog zračenja, kao što su npr. koherentnost, praktički zanemarljiva divergencija snopa, monokromatičnost, velika energijska gustoća snopa i drugo, uzrokom su veoma široke primjene lasera u mnogim granama ljudskog djelovanja.

Laseri se sve više upotrebljavaju u znanstvenim istraživanjima, posebno u području mikrosvijeta, u različitim granama tehnike i tehnologije, geodezije, medicine i biologije, te u vojnoj tehnici. Posebno se laseri pokušavaju primijeniti za ostvarenje kontrolirane fuzije, tako da se laserskim snopom zagrijava i implozijski stlačuje fuzijski materijal.

Oni se upotrebljavaju i u telekomunikacijama (v. Optičke komunikacije, v. Optoelektronika), u tehnici obrade podataka (v. Računarska tehnika), omogućili su trodimenzionalno snimanje i reproduciranje slika (v. Holografija, TE 6, str. 430), primjenjuju se kao izvori svjetla za ultrabruzu fotografiju, pomoći njih se, doskora nezamisljivom točnošću, mjeri udaljenost u mikrosvijetu i u astronomskim mjerjenjima.

Prepreka za mnoge primjene bile su male snage laserskog snopa, no konstruiranjem snažnih kontinuiranih lasera nestao je i taj nedostatak, što omogućuje mnoge nove primjene.

Sve su te primjene ostvarene posljednjih godina i brzo se razvijaju, a mnoge su tek pionirski pokušaji. Zato će nadalje biti opisane samo temeljne mogućnosti nekih primjena lasera.

Obradivanje materijala laserom

Pogodnost lasera kao toplinskog izvora za obradu materijala rezultat je jedinstvenih karakteristika laserskog snopa. Moguće je odabrati takvu valnu duljinu laserskog zračenja za koju je apsorpcijska dubina u materijalu koji se obrađuje takva da se energija zračenja pretvara u toplinu u plitkom sloju ispod površine materijala.

Velika prostorna koherentnost laserskog snopa omogućuje fokusiranje na malu točku, a time grijanje malog područja

Tablica 8
LASERI ZA OBRADIVANJE MATERIJALA

Tip lasera	Valna duljina μm	Način rada	Snaga W	Repeticijska frekvencija	Trajanje impulsa μs	Primjena
Rubinski	0,6943	Impulsni	10^4	niska	200\dots5000	Bočenje, točkasto zavarivanje, veliko uklanjanje materijala
Nd: staklo	1,06	Impulsni	10^6	niska	500\dots10000	Veliko uklanjanje materijala
Nd: YAG	1,06	Kontinuirani	10^3			Zavarivanje
Nd: YAG	1,06	Impulsni (Q-prekidanje)	10^4	$5 \cdot 10^3$	0,2	Trimiranje otpornika, izradba mikroelektroničkih krugova
CO_2	10,6	Kontinuirani	10^3			Rezanje, otvrdivanje, zavarivanje
CO_2	10,6	Impulsni (Q-prekidanje)	10^9	400	0,05\dots0,20	Trimiranje otpornika
CO_2	10,6	Superimpulsni	10^4	500	10\dots100	Bušenje, zavarivanje

(promjera $\sim 1 \mu\text{m}$) s vrlo velikim gustoćama energije ($\sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$). Tako je moguće lokalno zagrijavanje materijala.

Laserskim snopom moguće je obradivanje materijala bez neposrednog fizičkog kontakta. Tako se obrađuju materijali koji su zatvoreni u prozirnim omotačima (propusnim za lasersko zračenje), ili su na teško pristupačnim mjestima.

Laserski se snop modulira elektronički, pa se laser može uključiti u elektronički upravljane procese.

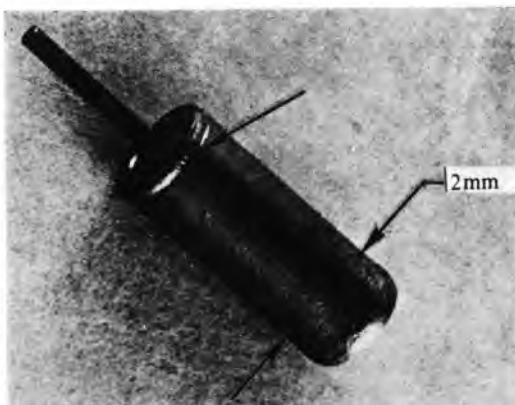
Izbor lasera za obradu materijala. Valna duljina, snaga, vremenski oblik, i transverzalna modna struktura određuju način na koji laserski snop zagrijava materijal. Apsorpcija i rezolucija fokusiranog snopa ovise o valnoj duljini, a dubina toplinskog prodiranja o trajanju impulsa.

Ti faktori određuju izbor lasera za određenu primjenu, ali se pri tom ne smije zanemariti cijena i ekonomičnost cijelog sustava. U tabl. 8 dan je pregled nekih komercijalnih laserskih sustava i njihovih karakteristika.

Zavarivanje laserom ima sljedeće prednosti: odsutnost fizičkog kontakta s elektrodom, lokalizirano zagrijavanje i brzo hlađenje zbog velikog toplinskog toka, mogućnost zavarivanja različitih materijala i predmeta različnih geometrijskih oblika, mogućnost zavarivanja komponenti u kontroliranoj atmosferi ili zatvorenih u prozirnom materijalu. Lasersko zavarivanje je fuzijsko zavarivanje, koje se najlakše ostvaruje kada materijali koji se zavaruju imaju bliske temperature taljenja. No na taj je način moguće zavariti i materijale koji se teško spajaju, kao npr. aluminij i volfram (sl. 54).

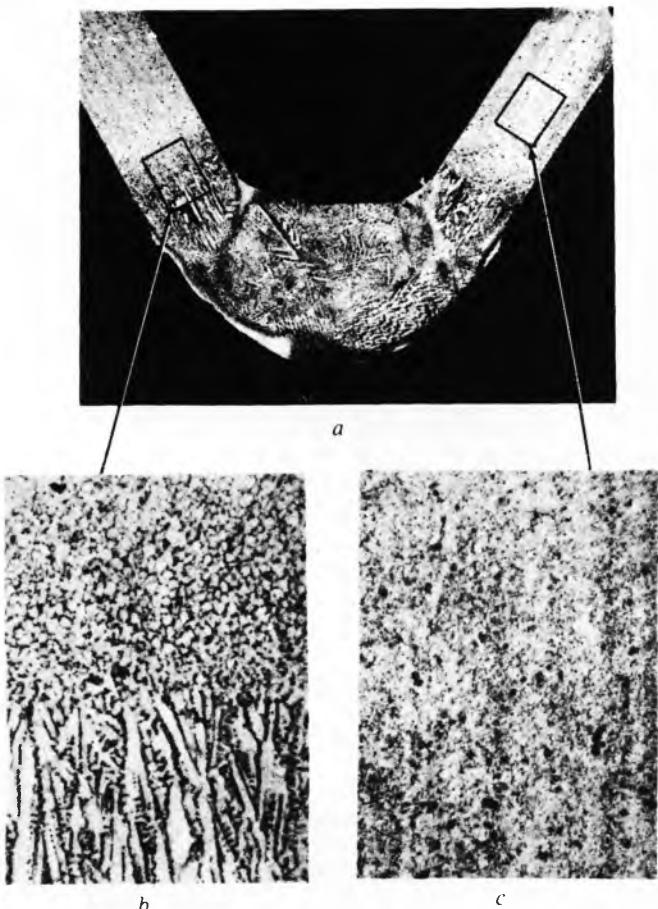
Aluminij		▼ Poželjne kombinacije
Zlato	▼	● Prihvativljivo
Berilij	●	○ Oprez pri spajanju
Kadmij	●	✗ Neistraženo
Kobalt	○	□ Nepoželjne kombinacije
Krom	●	
Bakar	●	
Željezo	○	
Magnezij	●	
Mangan	●	
Molibden	○	
Niobij	✗	
Nikal	●	
Olovo	●	
Platina	▼	
Renij	○	
Kositar	●	
Tantal	✗	
Titan	●	
Vanadij	○	
Volfram	✗	
Cirkonij	○	

Sl. 54. Kombinacije različitih metala za fuzijsko zavarivanje laserom



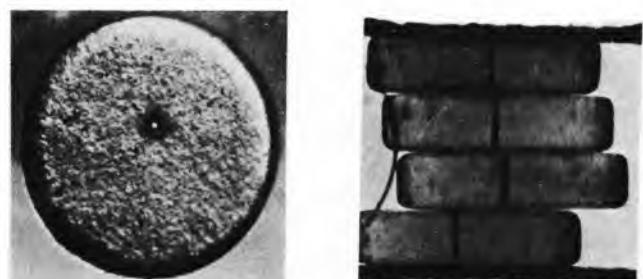
Sl. 55. Laserski zavareno kućište poluvodičke komponente (strelice označuju var)

Lasersko zavarivanje najčešće se primjenjuje u avionskoj industriji i pri izradi preciznih elektroničkih komponenata (sl. 55 i sl. 56).



Sl. 56. Mikrofotografija zavarenih žica od berilija i bakra debljine 125 μm , na kojoj se vidi fina zrnata struktura i lokalizirano područje djelovanja topline. a povećano 200 puta, b i c 1400 puta

Bušenje i rezanje materijala laserskim snopom mnogo je lakše od zavarivanja, jer nije potrebna precizna kontrola temperature na mjestu obradivanja. Buši se obično impulsnim laserom, i to materijali koji se teško obrađuju i koji su krti, kao npr. ležajevi u industriji satova (sl. 57).



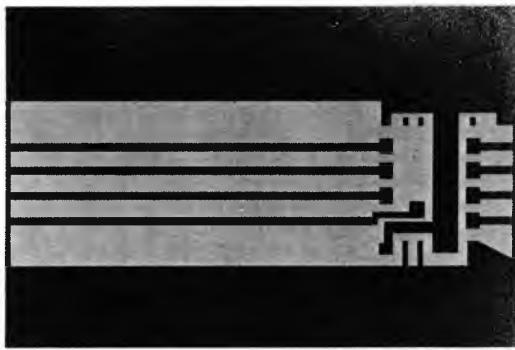
Sl. 57. Provrt rubinskog ležaja za osovinu u satnom mehanizmu, izbušen laserskim snopom promjera $\sim 50 \mu\text{m}$

Za bušenje se obično upotrebljava Nd:YAG, rubinski ili CO_2 laser. Za rezanje materijala najpogodniji je CO_2 laser, koji u komercijalnim izvedbama doseže i do 10 kW kontinuirane snage. Prednosti laserskog rezanja jesu brzina, tanki i precizni rez relativno glatkih rubova te točnost. Obično se pri rezanju upotrebljava mlaz plina, koji otklanja rezanjem stvorenu plazmu i hladi rubove reza, što doprinosi pravilnosti i brzini rezanja.

Već i laserima male snage moguće je postići velike brzine rezanja u različitim materijalima znatnih debljina (tabl. 9).

Tablica 9
REZANJE MATERIJALA CO₂ LASEROM POMOĆU MLAZA PLINA

Materijal	Debljina	Brzina rezanja cm/min	Širina reza mm	Snaga lasera W	Plin
TiGAl4Va	8,9	254	1,65	260	O ₂
	6,3	260	1,0	250	O ₂
	2,2	381	0,76	210	O ₂
	1,3	762	0,76	210	O ₂
	3,8	508	0,76	230	O ₂
Čelik C 1010	3,8	56	1,0	190	O ₂
Nerđajući čelik 321	1,3	76	0,51	165	O ₂
Cirkonijeva legura	0,46	1524	0,51	230	O ₂
Staklo	4,2	10	—	200	Zrak
	1,6	38	—	200	Zrak
	0,22	508	—	200	Zrak
Staklom pojačana plastika alumina 99,5%	2,4 0,66 1,4	64 127 76	0,28 0,56	200 175 240	Zrak N ₂ N ₂
Šperploča	15,7	24	1,0	240	Zrak
Borovina	51	10	—	200	Zrak
Hrastovina	18,3	198	—	200	Zrak
Ljepenka	0,56 0,89 2,2	1370 762 216	0,20 0,15 0,61	50 50 250	N ₂ N ₂ N ₂
Poliester	6,3 7,0	305 305	0,51 0,51	200 200	Argon Argon
ABS plastika	2,5	380	0,76	240	N ₂
PVC plastika	0,13	762	0,46	200	N ₂
Akrilna plastika	2,3 25,4	380 10	0,76 1,52	250 250	N ₂ N ₂



Sl. 58. Dio integriranog sklopa proizведен laserom. Debljina zlatnog filma je 1 μm, a širina je vrpce ~75 μm

Obrađivanje tankog filma. Pri proizvodnji elektroničkih poluvodičkih komponenti i integriranih sklopova visokog stupnja integracije moguća je precizna obrada tankog filma laserskim snopom. Laserski snop se upotrebljava pri izradbi tiskanih sklopova, maski i pri trimiranju otpornika od tankog filma (sl. 58).

D. Risošić

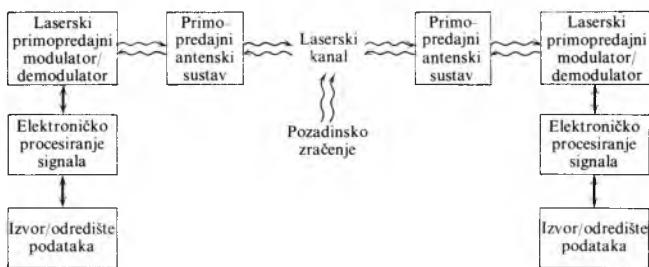
Laserske komunikacije

Osnovna prednost prijenosa informacije laserskim zračenjem u usporedbi s ostalim komunikacijskim sustavima jest u povećanju količine informacija, povećanoj snazi, velikoj usmjerenosti i vrlo maloj vjerojatnosti interferencije.

Pri svakom komunikacijskom procesu količina informacija koja se prenosi ograničena je širinom frekvencijskog pojasa, a ta je širina omeđena s obzirom na noseću frekvenciju. Povišenjem noseće frekvencije povećava se i teorijska širina modulacijskog spektra, pa tako i informacijski kapacitet sveobu-

hvatnog informacijskog sustava. Teorijsko je povećanje širine pojasa u laserskim komunikacijama ~10⁵, s obzirom na do-sadašnje komunikacijske sustave.

Velika gustoća snage laserskog zračenja proizlazi iz jake usmjerenosti (divergencija je laserskog snopa ~10⁴ μrad). Kao izvor noseće frekvencije upotrebljava se bilo koji laser uz povoljno odabran modulacijski postupak i s ograničenjima što nameće određen tip lasera. Najčešće se upotrebljavaju helijsko-neonski laseri za analogne modulacijske postupke, i galijjsko-arsenski poluvodički laser za impulsnu modulaciju. Tipični laserski komunikacijski sustav sastoji se od standardnih komunikacijskih blokova uz posebnost izvedbe (sl. 59). Modulirani se laserski snop kroz primopredajni laserski sustav prostorno kolimira pri odašiljanju, odnosno fokusira pri prijamu, frekventno filtrira, detektira (demodulira), nakon čega slijedi elektroničko procesiranje signala, odnosno obrada informacija.



Sl. 59. Blok-sHEMA laserskog komunikacijskog sustava

Najveća je manjkavost laserskih komunikacija nestabilni laserski atmosferski kanal. Gušenje se događa po Lambert-Beerovu eksponencijalnom zakonu:

$$\frac{I_R}{I_0} = \exp(-\alpha R), \quad (74)$$

gdje je I_R jakost detektiranog laserskog snopa, I_0 jakost odašiljanog snopa, R komunikacijska udaljenost, a α koeficijent gušenja.

Gušenju je, osim apsorpcije, uglavnom uzrok Mieovo raspršenje. Koeficijent gušenja varira u širokim granicama 0,02..30, već prema sastavu atmosfere i valnoj duljini laserskog zračenja.

Zbog nestabilnosti koeficijenta gušenja u atmosferi sve više se upotrebljavaju optički valovodi u kojima je gušenje stalno, određeno gradom i kvalitetom izrade.

Moduliranje laserskog zračenja. Pod moduliranjem laserskog zračenja podrazumijeva se proces promjene amplitude (AM), intenziteta (IM), frekvencije (FM), faze (PM) ili polarizacije (PLM) nosioca (laserski snop) prema informacijskom signalu. Moduliranje je moguće izvesti u laseru (unutrašnja modulacija), ili izvan lasera pomoću vanjskih elektrooptičkih komponenti (modulatora). Razlikuju se tri tipa modulacija: analogna, impulsna i digitalna. Svakom tipu pripadaju razne vrste modulacija (tabl. 10) (v. Elektronika, TE 4, str. 588; v. Telekomunikacije).

Tablica 10
TIPOVI I VRSTE MODULACIJA

Tip modulacije	Vrsta modulacije					
	AM	IM	FM	PM	PLM	
Analogni	PAM	PIM	PFM	PPM	PDM	PRM
Impulsni	PCM/AM PCM/ASK	PCM/FM PCM/FSK	PCM/PM	PCM/PL		
Digitalni						

Modulatori su komponente koje provode modulaciju različitih tipova određene vrste. Postoji pet osnovnih modulacijskih postupaka za dobivanje različitih vrsta modulacija laserskog zračenja (tabl. 11).

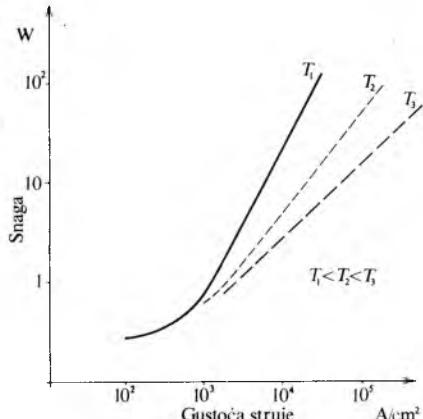
Modulacija pumpanjem snage. Iznad praga lasera snaga koherentnog zračenja je linearno ovisna o snazi pumpanja lasera. Promjenom snage pumpanja ostvaruje se intenzitetna

modulacija. Najčešće se primjenjuje u plinskim laserima (helijsko-neonski) ili poluvodičkim laserima (galijsko-arsenski). Gornja je granična frekvencija za helijsko-neonski laser ~ 100 kHz za rasponom pumpanja 17...100% snage.

Tablica 11
MODULACIJSKI POSTUPCI

Modulacijski postupak	Izvedba	Vrsta modulacije				
		AM	IM	FM	PM	PLM
Unutrašnja modulacija	Pumpanje snage	Promjena intenziteta svjetlosnog snopa	*	*		
	Apsorpcija	Pomicanje apsorpcijskog spektra kristala pomoću jakog el. polja	*			
Vanjska modulacija	Promjena spektra	Promjena duljine rezonantne šupljine		*		
		Zeemanov efekt		*		
		Starkov efekt		*		
Vanjska modulacija	Mehano-optička	Elastooptička	*	*		
		Piezoelektrična	*	*		
		Akustooptička	*	*		
Vanjska modulacija	Elektro-optička	Pockelov efekt	*	*	*	*
		Cotton-Moutonov efekt	*		*	*

U poluvodičkom laseru promjenom struje injekcije ostvaruje se linearna promjena amplitude. Kroz poluvodički P-N spoj teče struja u propusnom smjeru, manjinski nosioci se injektiraju kroz barijeru i rekombiniraju se s većinskim nosiocima. Ispod strujnog praga radijacijska rekombinacija je stimulirani proces i fotoni upadaju okomitno na stijenke te tako napuštaju poluvodič. Vrijeme je rekombinacije ~ 1 ns za galij-arsen. Vrijeme života fotona manje je od 10^{-11} s, pa se može postići gornja modulacijska frekvencija do 45 GHz. Modulira se na linearном dijelu karakteristike (sl. 60) iznad strujnog praga. Radna točka diode je temperaturno veoma nestabilna, te se javlja problem temperaturne stabilizacije. Iznad temperature od 77 K relativna promjena praga struje mijenja se s trećom potencijom diferencijalne temperaturne promjene. S obzirom na veliku gustoću struje znatna je temperaturna disipacija u poluvodiču, tako da laser na sobnoj temperaturi može raditi s određenim radnim ciklusom (engl. duty faktor), pa se zbog toga uglavnom primjenjuje impulsni tip modulacije (PPM i PRM). Ostale su vrste modulacija nepogodne zbog jake interakcije laserskog snopa s atmosferom te tako uzrokovanim gušenjem.



Sl. 60. Ovisnost snage poluvodičkog lasera o gustoći struje i temperaturi

Frekvencija poluvodičkog lasera određena je tipom poluvodiča, tehnologijom (strukturu) i pobudnom strujom. Različitim tipovima poluvodičkog lasera pokriva se široki spektar valnih

duljina zračenja od $\lambda = 7,3 \mu\text{m}$ sa PbSe laserom do $\lambda = 0,33 \mu\text{m}$ sa ZnS laserom. Kod višeslojnih lasera može se postići različita frekvencija, već prema strukturi i pobudnoj struci. Tako se za $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ laser postiže promjena valne duljine od $\lambda = 0,9 \mu\text{m}$ do $\lambda = 0,62 \mu\text{m}$ promjenom struje kroz poluvodičku lasersku diodu.

Direktna frekvencijska modulacija praktički je nevažna jer je frekvencija lasera temperaturno nestabilna. Temperaturni pomak valne duljine iznosi $2,5 \cdot 10^{-10} \text{ m/K}$.

Apsorpcijska modulacija. Pomoću jakog električnog polja na osnovi Franz-Keldyova efekta u nekim kristalima ili poluvodičima (Si, Ge, GaAs) ostvaruje se spektralni pomak laserskog zračenja. Modulacija je ostvarljiva mikrovalnim frekvencijama s relativno malom snagom vala nosioca zbog ograničenja disipacije u tankom kristalu ili poluvodiču.

Modulacija promjenom spektra. Frekvencija laserskog zračenja može se kontrolirati u uskom frekvencijskom pojasu promjenom rezonantne frekvencije rezonatora mijenjanjem indeksa loma ili duljine rezonatora. Duljina rezonatora mijenja se pomoću zrcala od magnetostriksivskog materijala kojim se upravlja magnetskim poljem. Modulira se u pojasu frekvencija $0,1 \dots 100 \text{ MHz}$.

Pod djelovanjem magnetskog polja na čvrste ili plinovite materijale kroz koje prolazi lasersko zračenje razdvaja se lasersko zračenje na dva dijela s pomaknutim frekvencijama s jedne i druge strane osnovne frekvencije, već prema jačini magnetskog polja (Zeemanov efekt). Pomak je frekvencije

$$\Delta f_z = \frac{gH}{4\pi mc}, \quad (75)$$

gdje je m masa elektrona, H jakost magnetskog polja a g faktor cijepanja (Landéov faktor).

Djelovanjem električnog polja također dolazi do frekvencijskog razdvajanja (Starkov efekt). Pomak je frekvencije

$$\Delta f_s = 0,5 \cdot 10^6 E. \quad (76)$$

Zeemanov i Starkov efekt primjenjuju se za ugađanje lokalnog oscilatora pri koherentnoj detekciji.

Mehanooptička modulacija. Neki kristali i tekućine mijenjaju indeks loma zbog mehaničkog naprezanja (elastooptički efekt). Do promjene indeksa loma kristala dolazi i u električnom polju (piezoelektrični efekt).

Akustički modulator temelji se na činjenici da se prolazom ultrazvučnog vala kroz modulator mijenja indeks loma, što uzrokuje promjenu intenziteta i frekvencije upadnog laserskog zračenja. Frekvencijska ograničenja posljedica su vremena proleta ultrazvučnog vala kroz kristal.

Elektrooptička modulacija. Neki kristali i tekućine pod utjecajem električnog ili magnetskog polja mijenjaju indeks loma u nekim smjerovima. Upadna laserska zraka rastavlja se na dvije zrake koje se šire s različitim brzinama (v. Kristalna optika). Ta pojava dvoloma naziva se, ako je nastala kod magnetskog polja, Cotton-Moutonov efekt, a kod električnog polja Kerrov efekt. Obje se pojave mnogo primjenjuju, pogotovo Kerrov efekt, zbog čitavog niza pogodnih kristala koji se zajedničkim nazivom zovu KDP ili ADP kristali.

Detekcija i demodulacija laserskog zračenja. Fotodetekcija je pretvaranje optičkog u električni signal. Razlikuje se nekoherentna (direktna) i koherentna detekcija. Pri direktnoj detekciji fotodetektor je optoelektronički pretvarač snage, kojemu je strujni odaziv proporcionalan intenzitetu upadnog zračenja na površini fotodetektora. Snaga je signala pri direktnoj detekciji

$$P = G^2 \left(\frac{\eta e}{hf_0} \right)^2 I_0^2 R_L, \quad (77)$$

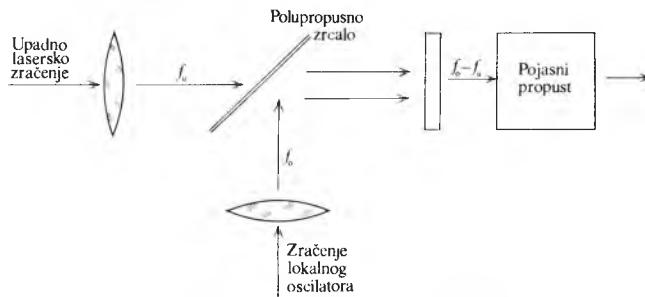
gdje je G dobitak detektora, η kvantna djelotvornost, e naboj elektrona, h Planckova konstanta, f_0 laserska frekvencija, a I_0 struja kroz radni otpor R_L .

Suvremene fotodiode imaju dobitak manji od jedan, osim fotodetektora s internim pojačanjem (fotomultiplikator, lavinska dioda). Kod fotomultiplikatora elektroni se umnažaju u prostorno razmještenom sustavu elektroda na račun električnog

polja. U lavinskoj fotodiidi umnaža se naboј stvoren sudarnom ionizacijom.

Direktna detekcija sadržava u odazivu osim korisnog signala i pozadinsko zračenje i termički šum u detektorskom procesu. Šum u detektorskom procesu smanjuje se eliminiranjem sačmastoг šuma upotrebljavajući fotodetektor s internim pojačanjem.

Poteškoće kod fotodetektora s internim pojačanjem jesu nejednačenost frekvencijskog odaziva i opasnost od zasićenja. Zbog toga se mora primijeniti koherentna detekcija. Pri koherentnoj detekciji razlikuju se heterodinska i homodinska detekcija. Pri koherentnoj detekciji provodi se prije optoelektroničke konverzije miješanje frekvencija iz lokalnog oscilatora (sl. 61).



Sl. 61. Blok-sHEMA koherentne detekcije laserskog signala

Ako su laserska zračenja prostorno dobro usmjerena na površinu fotodetektora, detektira se inercijsko stanje elektromagnetskih polja, te se dobiva struja iz fotodetektora proporcionalna kvadratu zbroja snaga upadnih elektromagnetskih polja. Ta nelinearna transformacija uzrokuje pojavu međufrekvencije $f_0 - f_u$. Procesiranje međufrekvencije, dobivene heterodinskom detekcijom, obavlja se na klasičan način (demoduliranje, pojačanje, filtriranje).

Posebna heterodinska detekcija zove se i homodinska kad je lokalni oscilator frekvencijski i fazno koherantan s nosećim valom, a na izlazu iz fotodetektora dobiva se demodulirani signal.

K. Skala

Precizna mjerena pomoću lasera

Laseri su omogućili uvođenje novih tehnika mjerena različitih fizikalnih svojstava, no njihov najveći doprinos metriji jest mjerjenje duljina. Točna mjerena upotrebom laserskog snopa provode se na tri različita načina (već prema dimenzijama objekta, odnosno prema udaljenosti): *interferometrijskom metodom* (do ~50 m), *telemetrijom s moduliranim snopovima* (100 m do 50 km) i *optičkim radarom* (više od 10 km).

Valja napomenuti da je, npr., optičkim radarom izmjerena udaljenost Mjeseca od Zemlje (~384 000 km) s nesigurnošću od samo ~0,3 m.

Osnovni problem pri mjerenu laserom jest stabilizacija uvjeta rada lasera, tako da bi njegova valna duljina mogla služiti kao etalon. U tom smislu postignuti su, npr., za helijsko-neonski laser izvanredni rezultati, čak bolji od standarda za interferometrijsko određivanje jedinice duljine, metra. Frekvencijska stabilizacija lasera bitna je i zbog postizanja što veće koherenthne duljine, što je bitno u interferometriji.

Interferometrijske metode. Tim metodama uspoređuje se duljina koja se mjeri s valnom duljinom referentnog izvora svjetlosti, u ovom slučaju stabiliziranog lasera. To se obavlja najčešće Michelsonovim interferometrom, gdje se uspoređuje faza elektromagnetskog vala reflektiranog na zrcalu Z_2 s fazom vala reflektiranog na Z_1 . Do fazne razlike dolazi u vremenima širenja valova. Principijelna shema uredaja prikazana je na sl. 62. Varijante tog uredaja postižu visoke točnosti u mjerenu, sve do stotinke laserske valne duljine. Za helijsko-neonski laser, npr., ta točnost iznosi 6,3 nm.

Telemetrija s moduliranim snopovima. Duljine se mogu mjeriti amplitudno ili polarizacijsko moduliranim snopovima svjetlosti.

Princip je te metode da se prema objektu, kojemu se udaljenost mjeri, odašije modulirani elektromagnetski val i prima val reflektiran od objekta. Iz razlike faza odaslanog i primljenog vala dobiva se vrijeme za koje signal prelazi put odašiljač—objekt—prijamnik u jedinicama perioda modulacije:

$$\tau = \frac{2L \langle n_g \rangle}{c}, \quad (78)$$

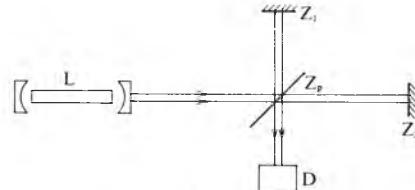
gdje je L udaljenost od objekta, c brzina svjetlosti u vakuumu, a $\langle n_g \rangle$ srednja vrijednost indeksa loma svjetlosti uzduž puta. Očito je bitno za tu metodu poznavanje indeksa loma atmosfere u trenutku mjerjenja, koji je funkcija temperature atmosfere i valne duljine laserskog zračenja, te što bolje stabiliziran rad lasera i modulatora.

Ta metoda je prvi put primijenjena 1950. na Bergstrandumu geodimetru, te je tek pronalaskom lasera doživjela svoju punu afirmaciju i primjenu.

Današnji uređaji koji rade na spomenutom principu omogućuju mjerjenje udaljenosti do nekoliko desetaka kilometara s točnosti do 5 mm. Do pogrešaka dolazi u prvom redu zbog efekta loma svjetlosti u atmosferi.

Optički radar. Treći način primjene lasera za precizna mjerena su sustavi optičkih radara. Informacija o udaljenosti predmeta može se dobiti mjerjenjem vremena koje je potrebno da elektromagnetski val prode put odašiljač—objekt—prijamnik. Točnost mjerena tog vremena ovisi o definiranosti svjetlosnog impulsa i vremenskoj razlučnoj moći sustava za mjerjenje vremena. Također je potrebno što bolje poznavanje indeksa loma atmosfere.

Laseri koji se upotrebljavaju za optički radar imaju kratke impulse što traju ~20 ns, a njihova izlazna snaga u impulsu iznosi 10–100 MW. Neki poluvodički laseri imaju impulse koji traju svega nekoliko nanosekunda i imaju manju snagu i domet, no upotrebljavaju se također zbog svojih manjih dimenzija. Postojeći elektronički sustavi omogućuju vremensko razlučivanje od nekoliko nanosekunda, što odgovara razlučivanju duljine ~1 m.



Sl. 62. Principijelna shema za lasersko mjerene duljina interferometrijskom metodom. L laser, D detektor, Z_p polupropusno zrcalo, Z_1 referentno zrcalo, Z_2 zrcalo na objektu

Optički radar primjenjuje se danas i na vrlo velikim udaljenostima (Zemlja—Mjesec), a razvoj elektronike omogućuje sve bolje vremensko i prostorno razlučivanje.

H. Zorc

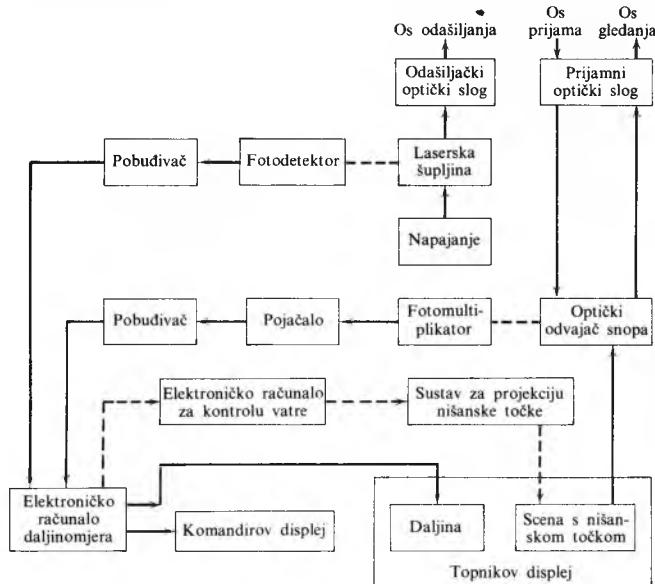
Primjena lasera u vojsci

U vojski laseri služe za ratnu tehniku i za obuku. U ratnoj tehnici laseri se primjenjuju u laserskim daljinomjerima, laserskim obilježivačima ciljeva, tragačima za laserski obilježenim ciljevima, laserskim blizinskim upaljačima, laserskim komunikacijskim, za lasersko navođenje, lasersko paljenje mina, lasersko oružje, osiguranje prostora, itd.

U obuci laseri služe za simuliranje djelovanja oružja i oruđa te za uvježbavanje ništanjenja, taktike i rukovanja oružjem u borbi, a pri tom se primjenjuju: laserski simulatori pješadijskog naoružanja, laserski simulatori protutenkovskih oruđa, laserski tenkovski simulatori, laserski artiljerijski simulatori protuavionskog i avionskog naoružanja itd.

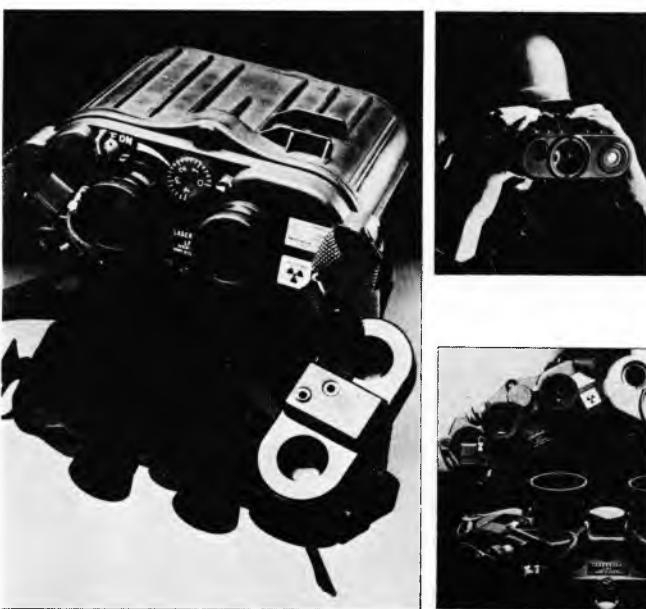
Lasersko mjerene daljine. Vojni laserski daljinomjeri rade na osnovi mjerena reflektiranog impulsa, faznog pomaka moduliranog laserskog snopa ili interferencije. U vojski se općenito upotrebljavaju *impulzni laserski daljinomjeri*. Oni se sastoje od lasera, detektora, optičkog sklopa za promatranje cilja i elektro-

ničkog uređaja za mjerjenje vremena i obradu signala. Na ulazu prijamnika obično je teleskop koji služi kao ulazni otvor za skupljanje svjetlosti i fokusiranje na detektor s pojačalom koje daje signal za prestanak mjerjenja vremena. Na mjeraju vremena mogu se birati različita područja daljine.



Sl. 63. Blok-sHEMA laserskog daljinomjera integriranog u slogan oružja na tenku

Izraz iz daljinomjera može biti vidljiv u obliku brojaka koji označuju daljinu, ili ide u računalo kad je daljinomjer dio vatrenega sustava tenka, broda ili aviona (sl. 63). Pješadijski je daljinomjer u obliku dalekozora (sl. 64), tako da omogućuje maksimalnu fleksibilnost i jednostavnost upotrebe. Tipične karakteristike suvremenog pješadijskog daljinomjera navedene su u tabl. 12.



Sl. 64. Izgled ručnog laserskog daljinomjera

Lasersko obilježavanje i traženje cilja. Suvremena protuzračna obrana prisiljava avione da leti nisko i brzo, reducirajući na taj način vrijeme u kojem pilot može uočiti cilj i nanišaniti, što umanjuje vjerojatnost uništenja cilja u prvom naletu. Laserski obilježivač cilja (sl. 65) služi za precizno obilježavanje ciljeva za avione ili oruđa s laserskim tragačem cilja, pa se tako mogu precizno usmjeriti rakete i bombe na cilj. Vojnik nanišan laserskim obilježivačem na odabrani cilj (koji može

Tablica 12
Karakteristike pješadijskog laserskog daljinomjera

Element	Karakteristika
Dimenzije	200 × 200 × 90 mm
Masa (s izvorom za napajanje)	2 kg
Radno područje temperatura	-30 - 55 °C
Laser	Nd:YAlG ($\lambda = 1,064 \mu\text{m}$)
Trajanje impulsa	10 ns
Energijski impulsa	4 mJ
Širina snopa	1,5 mrad
Dektor	Lavinska fotodioda
Vidni kut	1,3 mrad
Frekvencija oscilatora	29,97 MHz
Pogreška mjerjenja daljine	± 5 m
Domet	9900 m
Minimalni domet	150 m
Pokazivalo udaljenosti	Brojčani podatak u vidnom polju okulara



Sl. 65. Laserski obilježivač cilja

biti udaljen i nekoliko kilometara) i kad je avion, koji taj cilj treba napasti, u blizini cilja, vojnik aktivira obilježivač. Laserski snop koji šalje obilježivač raspršuje se na odabranom cilju, a tragač laserski obilježenog cilja, koji se nalazi na avionu, detektira na cilju raspršenu lasersku energiju i označuje na pilotovim nišanskim spravama položaj cilja i točne kutove azimuta i elevacije. Laserski tragač automatski detektira obilježene ciljeve u rasponu $\pm 18^\circ$ od smjera leta, a smješta se u nos aviona.

Laserski tragač obično sadrži i laserski daljinomjer integriran u računski sustav za nišanjenje i upravljanje vatrom. Točnost je takva sustava usmjerenje vatre bolja od 6 mrad, što znači da će 50% raket spaljenih sa 850 m udaljenosti pasti bliže od 5 m od obilježenog cilja, odnosno 50% bombi u krug manji od 20 m oko cilja.

Prednosti tog sustava jesu: smanjenje vremena izlaganja aviona protuzračnoj obrani, jer pilot može letjeti nisko i brzo, a ipak već u prvom preletu napasti cilj s velikom vjerojatnošću uništenja, povećanje točnosti gađanja jer su eliminirane pilotove pogreške u praćenju cilja, te pouzdano odbiranje važnih ciljeva. Pri tom pilot ne treba vidjeti cilj.

Lasersko navođenje. U borbi je poželjno da raketno oružje bude takvo da je potrebno samo grubo nišanjenje i lansiranje, a da se nakon toga projektil sam precizno navodi na cilj. Takav projektil mora imati sustav za navođenje koji se služi podacima dobivenim od cilja pomoću infracrvene, radarske ili televizijske opreme. No, u svim tim slučajevima moguće je ometanje projektila (npr. pri navođenju na cilj pomoću infracrvenog zračenja mogu se izbaciti jaki izvori infracrvenog zračenja koji će privući projektil na sebe). Neki od ovih nedostataka uklanjanju se laserskim navođenjem. Rukovalac nisan laserskim snopom na cilj i prati ga. Projektil u svom

repu ima detektore laserskog zračenja koji mu prenose podatke o njegovu položaju u posebno moduliranom laserskom snopu. Signali s detektora se dekodiraju i prenose na kontrolne površine koje upravljaju kretanjem projektila i tako održavaju projektil u laserskom snopu. Tako projektil voden laserskim snopom dolazi do cilja.

Tipičan je predstavnik tog sustava pješadijski protuavionski sustav s laserskim navođenjem (sl. 66). U tom sustavu rukovalac koji je nanišanio na avion ispaljuje projektil iz cjevastog lansera i nastavlja pratiti avion nišanskim spravom spojenom s laserom sve dok projektil slijedeći laserski snop ne pogodi cilj. Domet je takva sustava 5 km, postavlja se za 30 s, a od otkrivanja cilja do ispaljivanja projektila protekne ~5 s.



Sl. 66. Uredaj za lasersko navođenje protuavionskog oružja

Lasersko paljenje mina. Ta je tehnika posebno prikladna za diverzantske grupe. Mine imaju detektor koji po primitku kodiranog laserskog impulsa aktivira detonator mine. Na taj način je moguće aktivirati minsku punjenja u precizno odabranom trenutku, bez ikakve fizičke povezanosti s minom i s velike udaljenosti.

Laserski blizinski upaljač. Taj se tip upaljača upotrebljava obično za protuavionske rakete. Sastoje se od lasera i detektora, smještenih u glavi projektila. Laser konusno emitira snop relativno malog intenziteta, koji se, ako je projektil došao blizu cilja, reflektira od cilja i pada na detektor, kojemu aktivira upaljač bojeve glave.

Lasersko oružje. Laserski snopovi velikog intenziteta mogu razorno djelovati na materijal i prouzročiti njegovo taljenje i isparivanje, što je osnova laserskog termičkog oružja.

Takvo oružje može se usmjeravati s točnošću od mikroradijana, a pri gađanju pokretnih ciljeva nema problema s pretjecanjem, jer se lasersko zračenje širi brzinom svjetlosti. Lasersko oružje je stoga izuzetno podesno za borbu protiv aviona i projektila. Nedostaci su velik utrošak energije (djelotvornost lasera u pretvorbi uložene energije u energiju snopa rijetko je veća od nekoliko posto), glomaznost i nepokretnost laserskog sustava te domet ograničen apsorpcijom u atmosferi. Lasersko oružje je za sada još u fazi ispitivanja, iako su

njime u poligonskim uvjetima i na manjim udaljenostima obarane rakete i avioni.

Osiguranje prostora. Laser se može upotrijebiti za osiguranje objekata tako da se kontinuirani laserski snop usmjeri na udaljeni detektor, tvoreći tako nevidljivu prepreku. Svaki prekid laserskog snopa, zbog prolaska tijela kroz snop, prouzrokuje signal s detektora, što je znak da je netko ušao u zabranjeno područje.

Primjena lasera u vojnoj obuci. Svi laserski simulatori oružja i oruđa rade na principu zamjene zrna (projektila) laserskim impulsom koji je neopasan za materijalne objekte i ljude, a koji se ako pogodi cilj detektira pomoću detektora na cilju i daje vidljivi signal pogotka. Ovi simulatori služe za obuku u nišanjenju i taktičkom djelovanju.

Laserski simulator za pješadijsko oružje. Mali laserski odašiljač smješta se na standardno pješadijsko oružje tako da ne smeta pri normalnom nišanjenju i rukovanju. Širina je laserskog snopa tolika da odgovara prosječnoj širini rasipanja zrna danog oružja, a snop je paralelan s cijevi oružja. Okidanje oružja (ispaljivanje manevarskog metka) aktivira laser s malim zakašnjnjem koje odgovara vremenu leta zrna, pa se laserski impuls upućuje u smjeru leta zrna. Na svakom vojniku nalaze se mali i lagani detektori (obično na grudima i leđima) koji pri pogotku laserskim impulsom aktiviraju vidljivi signal, što je znak da je taj vojnik pogoden i izbačen iz stroja.

Laserski simulator protutenkovskih oružja. Taj simulator radi na istom principu kao i pješadijski. Njegovi laserski impulsi mogu biti kodirani, noseći u sebi zapis o kalibru i vrsti municije koju simuliraju, što se po primitku impulsa na detektoru smještenom na cilju dekodira i, već prema tipu municije, kalibru i mjestu pogotka, simulira odgovarajuće razaranje ili oštećenje.

Laserski tenkovski simulatori. Ti se simulatori sastoje od laserskog odašiljača smještena na cijevi tenka ili u njoj, nekoliko detektora smještenih na vitalnim mjestima tenka i kontrolnih elektroničkih uređaja.

Laserski impulsi su kodirani tako da sadrže informaciju o kalibru i tipu municije, pa elektronički uređaj koji je spojen s detektorem u pogodenom tenku, već prema mjestu pogotka, vrsti municije i kalibru, automatski simulira određena oštećenja: imobilizira tenk prekidom dovoda goriva, pali dimne patrone i daje druge vidljive znakove pogotka. Broj mogućih laserskih hitaca podudara se s kompletom municije u tenku, a sustav je izrađen tako da ne ometa normalan rad niti na bilo koji način ograničuje tenk i posadu.

Laserski simulatori artiljerijskih oružja. Simulatori artiljerijskih oružja, osim mogućnosti kodiranja laserskog impulsa radi simuliranja kalibra i tipa municije, imaju i uređaje za defleksiju laserskog snopa, simulirajući tako balističku putanju zrna. Pri tom se automatski vodi računa o brzini leta zrna, a impuls zakašnjava i deflektira u skladu s balističkim svojstvima danog oružja.

Simulatori avionskog i protuavionskog oružja rade na istim principima kao i ostali simulatori, samo su prilagođeni određenom tipu oružja i specifičnim zahtjevima.

D. Risić

Primjena lasera u biologiji i medicini

Spoznaja da lasersko zračenje utječe i mijenja strukturu žive stanice omogućila je njegovu primjenu u biologiji i medicini. U temeljnim biološkim istraživanjima laser omogućuje istraživanje osjetljivosti živih stanica i tkiva te učinaka u njima pri ozračivanju snopom različitih valnih duljina i energijskih gustoča.

Medicinska primjena. Za fotokoagulaciju tkiva oka pri oštećenoj mrežnici primjenjivalo se u oftalmologiji do pojave lasera polikromatsko svjetlo. Lasersko je zračenje znatno prikladnije jer je bolje fokusiranje, manje je oštećenje okolišnog tkiva, te je moguće birati valnu duljinu izborom lasera. U oftalmologiji primjenjuju se rubinski i argonski laseri. Pri tom se mora ograničiti gustoča energije da se ne ošteti očni živac. Za dugotrajni rad s laserom dopuštena je za ozračivanje oka

gustoća snage 10^{-7} W/cm² za kontinuirani i 10^{-4} W/cm² za impulsni rad, a za ozračivanje kože 10^{-2} W/cm² odnosno 10 W/cm².

Lasersko zračenje primjenjuje se u dermatologiji za kliničku obradu kože, uklanjanje agioma, površinskih tumora i tetroviranih znakova.

I u terapiji tumora primjenjuje se lasersko zračenje, ali za sada se ne postižu bolji rezultati nego što se postižu drugim metodama. Međutim elastičnost lasera u izboru valnih duljina zračenja, trajanja impulsa i energijske gustoće, te mogućnost vrlo preciznog fokusiranja snopa vjerojatno će uvjetovati njegovu sve veću primjenu.

Posebno je sve veća upotreba lasera kao mikrokirurškog sredstva u obliku tzv. laserskog skalpela ili laserske bušilice u zubarstvu.

M. Žaja

LIT.: B. A. Lengyel, Lasers. John Wiley and Sons, Inc., New York-London 1962. — A. L. Bloom, Gas lasers. John Wiley and Sons, Inc., New York 1968. — D. C. Sinclair, W. E. Bell, Gas laser technology. Holt, Rinehart and Winston, Inc., New York 1969. — W. S. C. Chang, Principles of quantum electronics. Addison-Wesley Publishing Company, Reading 1969. — W. Kleen, R. Müller, Laser. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1969. — W. K. Pratt, Laser communication systems. John Wiley and Sons, Inc., New York 1969. — M. Ross, Laser applications. Academic Press, New York 1971. — W. H. Christiansen, A. Herzberg, Gasdynamic lasers and photon machines. Proceedings of the IEEE, vol. 61, 8, 1060, 1973. — P. Schäfer, Dye Lasers. Springer-Verlag, Berlin 1973. — R. O. Wood, Pulsed molecular lasers. Proceedings of the IEEE, vol. 62, 3, 355, 1974. — R. M. Gagliardi, S. Karp, Optical communications. John Wiley and Sons, Inc., New York 1976. — R. W. F. Gross, J. F. Bott, Handbook of chemical lasers. John Wiley and Sons, Inc., New York 1976.

A. Peršin D. Risović K. Skala
D. Soldo K. Tisaj H. Zorc M. Žaja

LEBDEĆA VOZILA, prometna vozila koja se kreću i lebde u neposrednoj blizini bilo prirodne Zemljine površine, bilo iznad posebno pripravljenih staza (pista), odnosno specijalno konstruiranih i položenih pruga (trasa) točno definiranog geometrijskog oblika.

Prirodna Zemljina površina, koja može biti zemljana, pješčana, kamena, travnata, močvarna, vodena, sniježna itd., i specijalno izgrađene pruge jesu podloge za lebdeća vozila. Pojam lebđenja definira međusobni odnos vozila i podloge na taj način da u principu ne postoji mehanički dodir vozila i podloge, ali je njihova neposredna blizina bitan preduvjet za lebđenje. Takvo lebđenje razlikuje se od konvencionalne predodžbe o lebđenju (npr. balona, helikoptera i sl.), kad vozilo može biti i znatno udaljeno od podloge.

Razvojni put lebdećih vozila počinje potkraj XIX stoljeća i nastavlja se neprekidno do sredine XX stoljeća, kad počinje osobito intenzivno istraživanje različitih tipova lebdećih vozila i gradnja prvih letjelica za redovni promet i vojne svrhe.

Prvi patent za vozilo koje klizi na struji zraka prijavio je 1876. Amerikanac J. B. Ward. Prve ideje za lebdeća vozila i ostvarivanje zračnog filma između vozila i vodene površine potječe iz 1882. od Švedanina C. G. de Lavala (1845—1913). Austrijanac D. Müller von Thomamühl konstruirao je 1916. torpedni čamac na zračnom jastuku i iskušao ga u praktičnoj vožnji. Početkom XX stoljeća bavili su se konstruiranjem lebdećih vozila J. R. Porter u Engleskoj i A. V. Alcock u Australiji. Klizanje na zračnom filmu sustava Levapad, tvrtke Ford, potjeće iz 1928. od Amerikanca Küchlera. Prva lebdeća vozila s uređajima za formiranje zračnog jastuka sa čvrstim bočnim stijenkama na modifciranim brodskom dnu patentirao je Amerikanac D. K. Warner (1928—1940). Francuska tvrtka Bertin (1958) uspješno primjenjuje zračni jastuk tipa površinski mlaznik s elastičnim bočnim stijenkama za vozilo Terraplane, a istodobno patentira Švicarac C. Wieland zračni jastuk labirintnog tipa i obavlja uspješne pokusne vožnje na Ciriškom jezeru. Jedan od najvažnijih datuma u razvoju današnjih lebdećih vozila na zračnom statičkom jastuku jest 25. srpnja 1959. kad je eksperimentalno vozilo SR.N1, konstruirano prema patentu Ch. Cockerella iz 1955. uspješno načinilo prvu pokusnu vožnju preko Engleskog kanala.

Povećanje uzgona i smanjenje otpora avionskog krila u blizini podloge stvaranjem dinamičkog zračnog jastuka opaženo je 1929. na velikom putničkom hidroavionu DO X njemačke tvrtke Dornier. To je bio povod da je Finac T. J. Kaario konstruirao vozilo na dinamičkom zračnom jastuku (1935), s kojim su obavljene pokusne vožnje iznad zaledene plohe. Razvoj lebdećih vozila na zračnom dinamičkom jastuku nastavljen je uspješnim prototipom lebdećih X-112 (konstruktor A. Lippisch, 1966).

Prema stupnju razvoja, lebdeća pružna vozila pripadaju, u pravom smislu riječi, budućnosti, iako ideja o tzv. klizajućoj željeznicu na vodenom ili zračnom filmu potjeće još od Francuza L. Girarda (1889), a magnetski je princip

lebđenja već 1937. patentirao Nijemac H. Kemper. Odlučujući korak u razvoju lebdećih pružnih vozila načinjen je 1965. odnosno 1967. godine kad je lebdeće vozilo Aérotrain eksperimentalni 01 francuske tvrtke Société de l'Aérotrain nošeno i vođeno s pomoću zračnih statičkih uređaja za lebđenje uzduž specijalne pruge, postiglo brzinu od 200, odnosno 345 km/h. Lebdeća pružna vozila s elektromagnetskim uređajima za lebđenje najnovijeg su datuma i prvi uspješni eksperimenti načinjeni su 1971. godine u Münchenu s eksperimentalnim vozilom tvrtke Messerschmitt-Bölkow-Blohm i s vozilom Transrapid 02 tvrtke Krauss-Maffei.

Opće karakteristike i razvrstavanje lebdećih vozila

Prema načinu i mjestu kretanja, odnosno upotrebe, lebdeća vozila razvrstavaju se na lebdjelice i lebdeća pružna vozila.

Lebdjelice (sl. 1) jesu vozila koja se pomoću uređaja za lebđenje odvajaju u vertikalnom smjeru od podloge, pa se slobodno kreću iznad Zemljine površine i usmjeravaju se uređajima za upravljanje. Ta vrsta lebdećih vozila razvila se u nastojanju da se nadu univerzalna vozila po kopnu i vodi, koja se mogu kretati teško prolaznim područjima ili onim područjima koja su nedostupna za konvencionalna kopnena i plovna prometna vozila. Svrha je, naime, stvaranje takvih vozila kod kojih bi se izbjegla mehanička veza između vozila i podloge preko kotača, gusjenica ili sanjki vozila, odnosno otpori plovnih objekata u vodi.



Sl. 1. Lebdjelica Winchester SR.N6 tvrtke British Hovercraft Corporation, Velika Britanija. Lebdjelica u vožnji iznad vodene površine (gore); lebdjelica na pješčanoj površini (dolje)

Lebdjelice mogu biti amfibijske, neamfibijske i poluamfibijske. **Amfibijske lebdjelice** imaju elastične bočne stijene (suknju) koje zatvaraju zračni jastuk. Pri lebđenju su izdignute toliko da čvrstim dijelovima nikad ne dodiruju površinu, već eventualno samo krajevima elastičnih bočnih stijenki pa se mogu kretati iznad bilo kakvog tla ili iznad vode. **Neamfibijske lebdjelice** služe samo za promet na vodi, jer imaju zračni jastuk ogradien krutim bočnim stijenama koje i u stanju lebđenja moraju biti malo uironjene u vodu. U usporedbi s amfibijskim lebdjelicama, neamfibijski tip bolje iskorišćuje pogonsku energiju zbog djelotvornijeg zagona (brodski vijak), ima bolja manevarska svojstva, ali i veći otpor zbog stalnog dodira krutih bokova s površinom vode. **Poluamfibijske lebdjelice** također služe jedino za promet na vodi, a predstavljaju kompromis