

## CAP. IV. ELEMENTE DE FIZICA LASERELOR

### IV. 1. *Tranziții spontane și stimulate. Coeficienți Einstein*

Energiile sistemelor cuantice (atomi, ioni, molecule) sunt cuantificate. Fie un ansamblu cu  $N$  atomi pe unitatea de volum, fiecare atom având două nivele energetice,  $E_1$  și  $E_2$ , nedegenerate (Fig. IV.1). La tranziția între aceste nivele sistemul emite sau absoarbe un foton cu energia:

$$h\nu_{21} = \hbar\omega_{21} = E_2 - E_1, \quad (\text{IV.1})$$

unde  $\nu_{21}$  se numește *frecvență de rezonanță*.

La echilibru termodinamic distribuția atomilor pe cele două nivele respectă legea Boltzmann:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{h\nu_{21}}{kT}\right), \quad (\text{IV.2})$$

unde  $N_1$  și  $N_2$  se numesc *populația nivelului*  $E_1$ , respectiv  $E_2$ ,  $T$  este temperatura absolută, iar  $k$  este constanta Boltzmann. Conform repartiției Boltzmann, la echilibru  $N_2 < N_1$ , adică nivelul cu energie mai mare are populație mai mică.

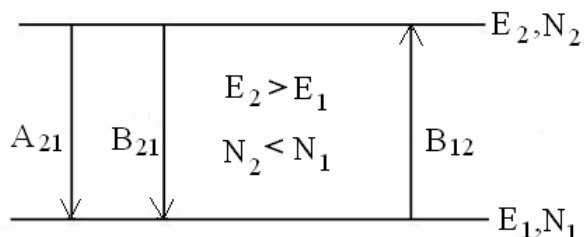


Fig. IV. 1. Schema coeficienților Einstein pentru un sistem simplu, cu două nivele energetice, la echilibru.

În urma **interacției dintre atomii unui corp și câmpul electromagnetic de radiație** pot avea loc următoarele tipuri de tranziții:

a) emisie spontană; b) emisie stimulată (indusă); c) absorbție.

#### a) *Emisia spontană*

Probabilitatea ca un atom aflat în starea energetică superioară  $E_2$  să emită spontan un foton și să treacă în starea energetică inferioară  $E_1$ , în unitatea de timp, este independentă de intensitatea câmpului de radiație, depinzând numai de caracteristicile stărilor. Notăm cu  $A_{21}$  probabilitatea de emisie spontană per atom, în unitatea de timp, mărime care se mai numește *coeficientul Einstein pentru emisia spontană*.

Variația în timp a populației nivelului energetic  $E_2$ , datorată emisiei spontane, se numește *rata emisiei spontane* și are expresia:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sp} = A_{21}N_2. \quad (\text{IV.3})$$

Puterea radiației emise spontan este:

$$P_{sp} = h\nu_{21}\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sp}, \quad (\text{IV.4})$$

iar intensitatea corespunzătoare este:

$$I_{sp} = KP_{sp} = K h\nu_{21}A_{21}N_2, \quad (\text{IV.5})$$

unde  $K$  este un factor care depinde de geometria sursei.

*Radiația emisă spontan* este *distribuită izotrop* în întreg unghiul solid din jurul sursei, iar, pe o anumită direcție, este *nepolarizată* și *necoerentă*. **Cauza** acestor proprietăți: procesele elementare de emisie spontană sunt produse de atomi care, practic, nu interacționează între ei.

Populația nivelului  $E_2$  depinde de timp după legea:

$$N_2(t) = N_2(0)\exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right), \quad (\text{IV.6})$$

unde  $\tau_2$  este timpul de viață al stării energetice  $E_2$ , adică timpul după care, prin emisie spontană, populația nivelului scade de  $e$  ori ( $e$  = baza logaritmilor naturali).

În exemplul dat: 
$$\tau_2 = \frac{1}{A_{21}}, \quad (\text{IV.7})$$

dar, dacă atomul are mai multe nivele energetice, timpul de viață al nivelului  $E_m$  este:

$$\tau_m = \frac{1}{\sum_i A_{mi}}, \quad (\text{IV.7'})$$

unde numărul de valori pentru  $i$  este numărul nivelelor energetice cu  $E_i < E_m$ . Ordinul de mărime pentru timpul de viață este, de obicei,  $10^{-8}$  s. Nivelele care au acest timp mai lung, de ordinul  $10^{-6}$  s, se numesc *nivele metastabile*.

### **b) Emisia stimulată (indusă)**

depinde de valoarea densității spectrale de energie la frecvența de rezonanță  $\nu_{21}$ , mărime notată cu  $\rho_T(\nu_{21})$ , care reprezintă energia câmpului de radiație în unitatea de

volum, pe unitatea de interval de frecvență. Conform legii Planck (relația (I.25) din paragraful I. 1. “Radiația termică”):

$$\rho_T(\nu_{21}) = \frac{8\pi h\nu_{21}^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu_{21}}{kT}} - 1}. \quad (\text{IV.8})$$

Variația în timp a populației nivelului energetic  $E_2$ , datorată emisiei stimulate, se numește *rata emisiei stimulate* și are expresia:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{stim} = B_{21}N_2\rho_T(\nu_{21}), \quad (\text{IV.9})$$

unde  $B_{21}$  este *coeficientul Einstein pentru emisia stimulată* și reprezintă probabilitatea ca un atom să sufere, în unitatea de timp, un proces de emisie stimulată, dacă densitatea de energie a radiației este egală cu unitatea.

Intensitatea radiației obținute prin emisie stimulată are o expresie asemănătoare cu cea de la emisia spontană, relația (IV.5).

$$I_{stim} = KP_{stim} = K h\nu_{21}B_{21}N_2\rho_T(\nu_{21}). \quad (\text{IV.10})$$

În procesul de emisie stimulată (indusă) fotonul incident este însoțit de fotonul emis, acesta având aceleași caracteristici ca și cel incident. Deci, *radiația obținută prin emisie stimulată este direcțională, polarizată și coerentă.*

### c) **Absorbția**

Un atom aflat pe nivelul energetic inferior  $E_1$  poate absorbi un foton care are frecvența de rezonanță  $\nu_{21}$  și trece, astfel, pe nivelul superior  $E_2$ . Acest proces este invers față de cel de emisie stimulată (indusă). În consecință, rata absorbției are expresia:

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{abs} = B_{12}N_1\rho_T(\nu_{21}), \quad (\text{IV.11})$$

unde  $B_{12}$  este *coeficientul Einstein pentru absorbție*. El reprezintă probabilitatea ca un atom să sufere, în unitatea de timp, un proces de absorbție, dacă densitatea de energie a radiației este egală cu unitatea. Intensitatea radiației absorbite are o expresie asemănătoare cu cea de la emisia spontană, relația (IV.5).

$$I_{abs} = KP_{abs} = K h\nu_{21}B_{12}N_1\rho_T(\nu_{21}). \quad (\text{IV.12})$$

### **Relații între coeficienții Einstein**

La echilibru termodinamic rata totală a proceselor implicate în creșterea populațiilor nivelelor energetice este egală cu cea a proceselor implicate în descreșterea acestora:

$$B_{21}N_2\rho_T(\nu_{21}) + A_{21}N_2 = B_{12}N_1\rho_T(\nu_{21}), \quad (\text{IV.13})$$

din care: 
$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}\rho_T(\nu_{21})}{B_{21}\rho_T(\nu_{21}) + A_{21}}. \quad (\text{IV.13}')$$

Din relațiile (IV.2) și (IV.13') rezultă:

$$\exp\left(\frac{h\nu_{21}}{kT}\right) = \frac{A_{21}}{B_{12}\rho_T(\nu_{21})} + \frac{B_{21}}{B_{12}}. \quad (\text{IV.14})$$

Pentru  $T \rightarrow \infty$ , rezultă din ultima relație că  $\exp\left(\frac{h\nu_{21}}{kT}\right) \rightarrow 1$ , iar din relația (IV.8) obținem  $\rho_T(\nu_{21}) \rightarrow \infty$ . Așadar:

$$B_{21} = B_{12}. \quad (\text{IV.15})$$

Pentru simplificarea scrierii notăm:  $B_{21} = B_{12} = B$  și  $A_{21} = A$ . Relația (IV.14) devine:

$$\exp\left(\frac{h\nu_{21}}{kT}\right) = \frac{A}{B\rho_T(\nu_{21})} + 1. \quad (\text{IV.16})$$

Din relațiile (IV.8) și (IV.16) obținem:

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu_{21}^3}{c^3}. \quad (\text{IV.17})$$

## IV. 2. Amplificarea radiației. Inversia de populație

Pentru câmpul de radiație relația dintre densitatea spectrală de energie  $\rho_T(\nu)$  și intensitatea radiației  $I(\nu)$  este:

$$\rho_T(\nu) = \frac{I(\nu)}{c}, \quad (\text{IV.18})$$

iar: 
$$I(\nu) = I(\nu_{21})f(\nu, \nu_{21}), \quad (\text{IV.19})$$

unde funcția  $f(\nu, \nu_{21})$  arată distribuția intensității după frecvență (Fig. IV.2) și este normată, adică  $f(\nu_{21}, \nu_{21}) = 1$ . Așadar, intensitatea la frecvența de rezonanță,  $I(\nu_{21})$ , este maximă.

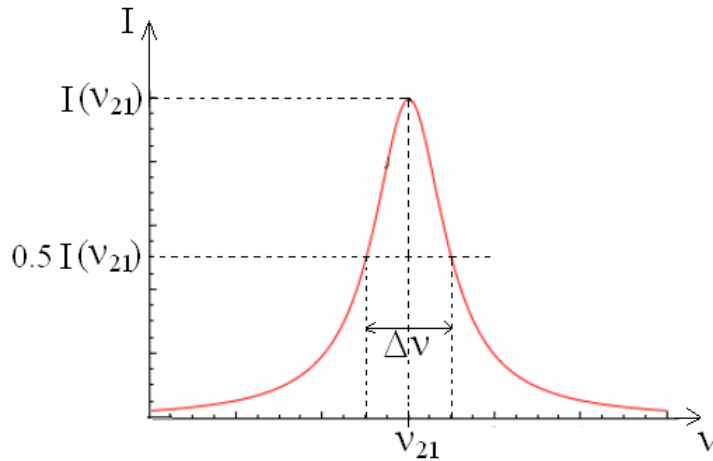


Fig. IV. 2. Distribuția intensității radiației după frecvență.

Din relațiile: (IV.9) - scrisă pentru o frecvență oarecare, (IV.18) și (IV.19) obținem:

$$\left( \frac{dN_2}{dt} \right)_{stim} = BN_2 \frac{I(\nu)}{c} f(\nu, \nu_{21}), \quad (IV.20)$$

iar din relațiile: (IV.11) - scrisă pentru o frecvență oarecare, (IV.18) și (IV.19) obținem:

$$\left( \frac{dN_1}{dt} \right)_{abs} = BN_1 \frac{I(\nu)}{c} f(\nu, \nu_{21}). \quad (IV.21)$$

Din ultimele două relații rezultă creșterea intensității radiației de frecvență  $\nu$  pe distanța  $dz$  parcursă în mediul străbătut:

$$dI(\nu) = B(N_2 - N_1) \frac{I(\nu)}{c} f(\nu, \nu_{21}) h\nu dz. \quad (IV.22)$$

Cu notația: 
$$-\alpha(\nu) = B(N_2 - N_1) \frac{h\nu}{c} f(\nu, \nu_{21}), \quad (IV.23)$$

relația (IV.22) devine:

$$\frac{dI}{I} = -\alpha(\nu) dz. \quad (IV.24)$$

Într-un mediu omogen  $\alpha(\nu) = const.$  față de  $z$  și, prin integrarea relației (IV.24), rezultă:

$$I(\nu) = I_0(\nu) \exp[-\alpha(\nu)z]. \quad (IV.25)$$

Dacă  $\alpha(\nu) > 0$  intensitatea  $I$  scade, deci radiația este absorbită, iar dacă  $\alpha(\nu) < 0$  intensitatea  $I$  crește, deci radiația este amplificată prin emisie stimulată. În acest ultim caz *coeficientul de câștig*, definit ca:

$$g(\nu) = -\alpha(\nu), \quad (\text{IV.26})$$

este pozitiv și, deoarece  $f(\nu_{21}, \nu_{21}) = 1$  = maximă pentru frecvența de rezonanță,  $g(\nu_{21})$  este maxim. Din relațiile (IV.17), (IV.23) și (IV.26) rezultă:

$$g(\nu) = \frac{Ac^2}{8\pi\nu^2} f(\nu, \nu_{21})(N_2 - N_1). \quad (\text{IV.27})$$

*Interpretarea relației (IV.27): pentru a obține amplificarea radiației prin emisie stimulată, adică  $g(\nu) > 0$ , este necesar ca  $N_2 > N_1$ , adică trebuie să obținem o inversie de populație* (condiția este necesară, dar nu și suficientă). În acest caz, repartiția Boltzmann (IV.2) conduce la o temperatură negativă  $T < 0$  a sistemului.

Un dispozitiv care realizează amplificarea radiației prin emisie stimulată se numește **LASER** (denumire provenind din inițialele cuvintelor englezești: **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation).

Nu este suficient ca  $N_2 > N_1$ ; deoarece câștigul  $g(\nu)$  trebuie să fie mai mare decât pierderile de energie trebuie îndeplinită și o *condiție de prag*:

$$N_2 - N_1 > N_{prag}. \quad (\text{IV.28})$$

### IV.3. Lasere

**Componentele** unui LASER sunt: mediul activ, sistemul de excitare și cavitatea rezonantă (Fig. IV.3).

- 1) *Mediul activ* este un ansamblu de particule (atomi, ioni, molecule sau electroni) în care se poate produce inversie de populație între două sau mai multe nivele energetice. Exemple: gaz, lichid, cristal (dielectric sau semiconductor), plasmă.
- 2) *Sistemul de excitare* este dispozitivul care realizează inversia de populație. Exemple: pompaj optic, ciocniri.
- 3) *Cavitatea rezonantă* este sistemul în care se produc unde staționare. Pentru un laser ea este formată, de obicei, din două oglinzi.

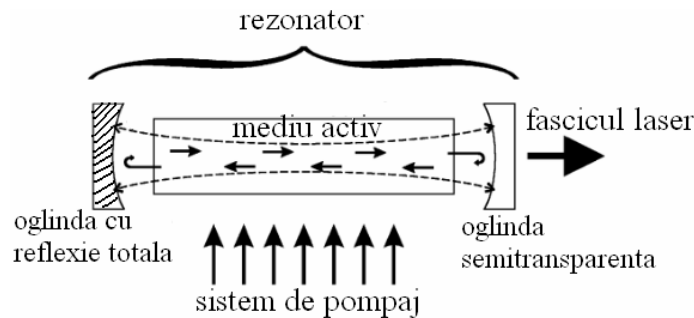


Fig. IV. 3. Componentele unui dispozitiv laser.

Distanța dintre oglinzi (în general, lungimea cavității,  $d$ ) îndeplinește condiția:

$$d = n \frac{\lambda_n}{2} \text{ cu } n = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{IV.29})$$

Frecvența este: 
$$\nu_n = \frac{c}{\lambda_n} = \frac{nc}{2d}. \quad (\text{IV.29}')$$

Factorul de calitate al cavității este:

$$Q = 2\pi d \frac{\nu}{c f^*}, \quad (\text{IV.30})$$

unde  $f^*$  este fracțiunea din energia totală a unde care se pierde la un singur drum prin cavitare.

**Condiția de prag** are forma: 
$$g(\nu) \geq \frac{f^*}{d} \quad (\text{IV.31})$$

Așadar, câștigul trebuie să fie mai mare decât pierderile de energie pe unitatea de lungime. Din relațiile (IV.27), (IV.30) și (IV.31) rezultă:

$$\frac{Ac^2}{8\pi\nu_n^2} f(\nu_n, \nu_{21})(N_2 - N_1) \geq \frac{2\pi\nu_n}{Q} \quad (\text{IV.32})$$

### **Proprietățile radiației LASER**

- a) *Intensitate foarte mare* - proprietate determinată de dezexcitarea unui număr foarte mare de atomi într-un timp scurt. Puterea unui fascicul laser, mai ales pentru laserele care funcționează în impulsuri, este de zeci de ori mai mare decât a surselor convenționale (Soare).
- b) *Monocromaticitate* - proprietate determinată de faptul că tranzițiile laser au loc numai între nivele energetice bine determinate (foarte înguste).
- 3) *Coerență* - proprietate determinată de faptul că la emisia stimulată radiația emisă este în fază cu cea incidentă.
- 4) *Direcționalitate* - proprietate realizată de sistemul de oglinzi al cavității rezonante.

### **Tipuri de lasere**

#### 1. Laserul cu rubin (1960, Maiman)

*Mediul activ* este un monocristal artificial de rubin roz, adică  $\text{Al}_2\text{O}_3$  impurificat cu ioni de crom  $\text{Cr}^{+++}$  în proporție de 0,05%. Schema nivelelor energetice și a tranzițiilor este prezentată în Fig. IV.4, iar cea constructivă în Fig. IV.5. Benzile energetice  ${}^4F_1$  și  ${}^4F_2$  sunt ale cristalului de rubin, iar nivelele  ${}^4A_2$  și  $E_2$  sunt ale ionului de Cr.

*Sistemul de excitare* este o lampă-flash care produce impulsuri de lumină foarte scurte ( $10^{-4}$  s). Bara de rubin și lampa-flash au, fiecare, formă cilindrică și sunt dispuse de-a lungul focarelor unui reflector cu secțiune eliptică astfel încât lumina emisă de lampa-flash să fie concentrată pe bara de rubin.

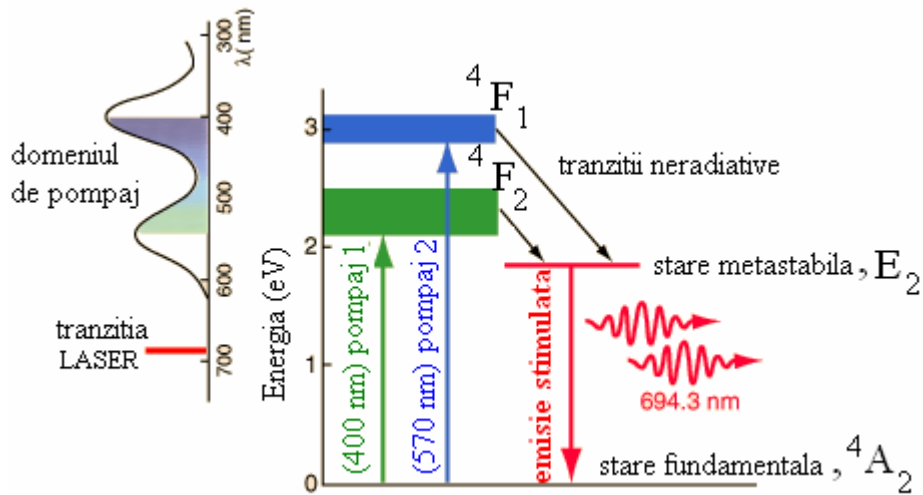


Fig. IV. 4. Schema nivelelor energetice și a tranzițiilor pentru laserul cu rubin.

Tranzițiile notate “pompaj 1” și “pompaj 2” reprezintă tranziții de pompaj optic. Prin tranziții neradiative sistemul trece pe nivelele  $E_2$ , care sunt metastabile. Inversia de populație se obține între  $E_2$  și  $4A_2$  pe durata flash-ului. Radiațiile obținute prin emisie stimulată (adică radițiile LASER) au lungimile de undă  $\lambda_1 = 694,3$  nm și  $\lambda_2 = 692,9$  nm. *Cavitatea rezonantă* este formată de oglinzile  $M_1$  și  $M_2$ .

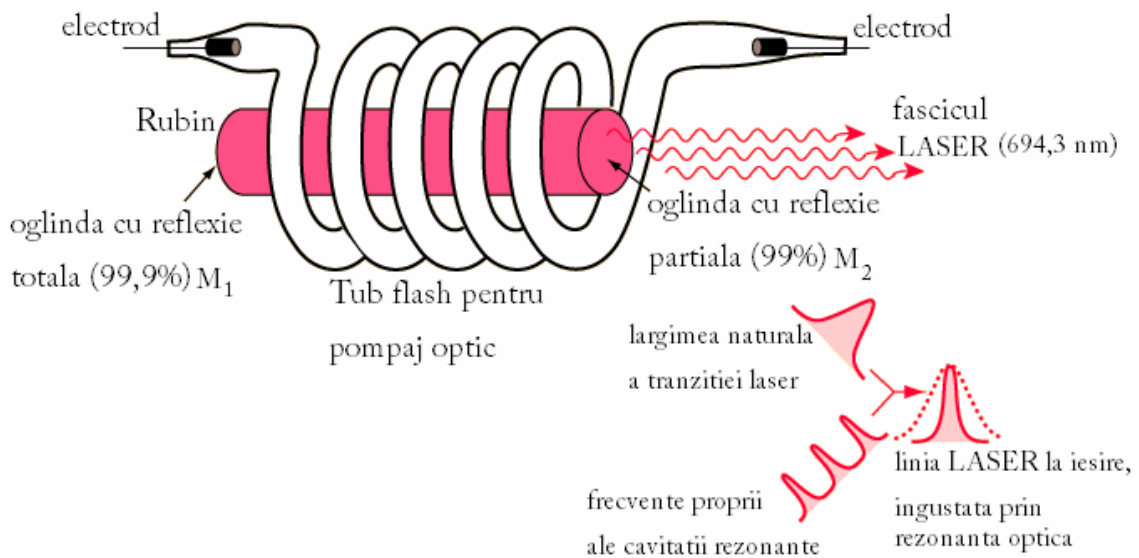


Fig. IV. 5. Schema constructivă a laserului cu rubin și explicația îngustării liniei LASER prin rezonanță optică.



Emisia LASER are loc sub forma unui impuls luminos intens de-a lungul axei cavității. Folosind și alte dispozitive de concentrare a luminii se poate face ca puterea pulsului LASER să fie chiar de 100 MW.

## 2. Laserul cu He – Ne

Mediul activ este o plasmă obținută prin descărcare electrică într-un amestec de heliu și neon, la presiune joasă (1 torr). Schema de nivele energetice este prezentată în Fig. IV.6, iar cea constructivă în Fig. IV.7.

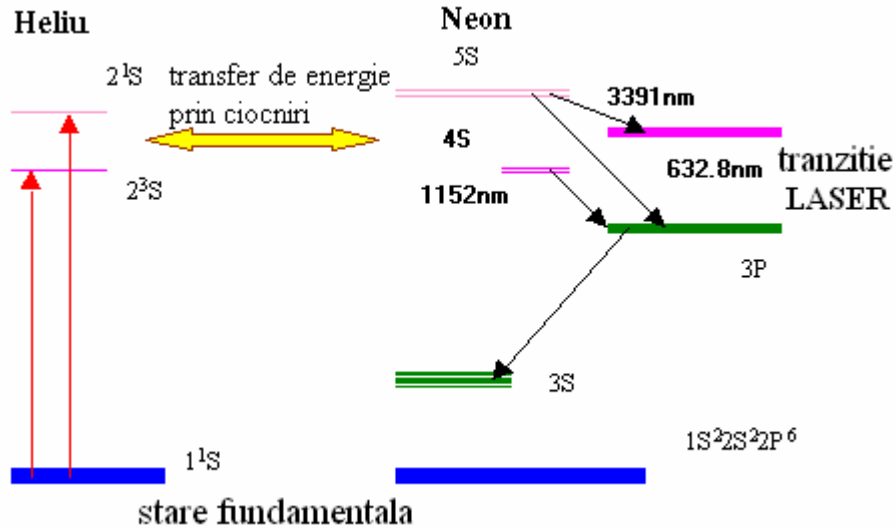


Fig. IV. 6. Schema nivelelor energetice și a tranzițiilor pentru laserul cu He-Ne.

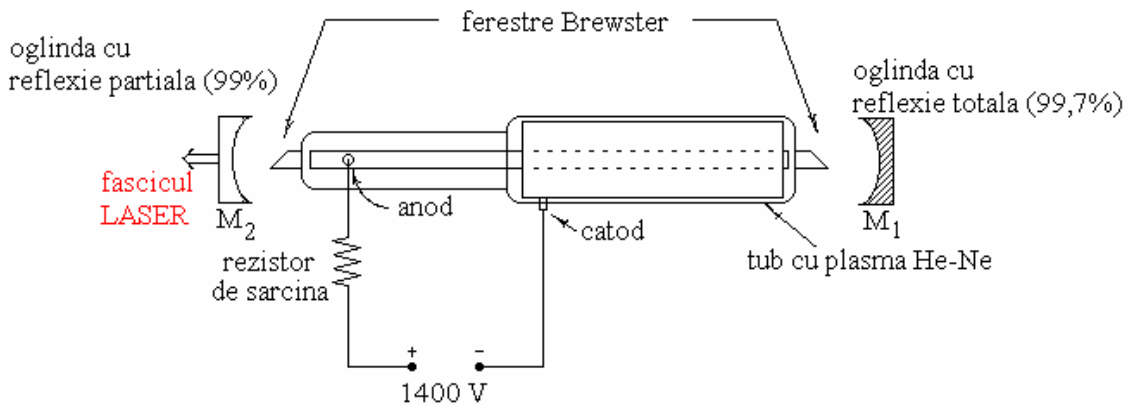


Fig. IV. 7. Schema constructivă a laserului cu He-Ne.

Sistemul de excitare este o sursă de înaltă tensiune folosită pentru obținerea plasmei; atomii de He aflați în starea 1S<sub>1</sub> se ciocnesc cu electronii și ajung în stări metastabile (de exemplu, 2S<sub>1</sub> sau 2S<sub>3</sub>). Atomii de He din aceste stări se ciocnesc cu atomii de Ne din starea 2P și produc trecerea acestora în stările 4S sau 5S. Se produc astfel mai multe inversii de populație pentru neon: a) între nivelele 3S și 3P; b) între nivelele 3S și 2P; c) între nivelele 2S și 2P.

Radiațiile LASER ale acestui sistem sunt:  $R_1 (3S_2 \rightarrow 3P_4)$  cu  $\lambda_1 = 3,39 \mu\text{m}$ ,  $R_2 (3S_2 \rightarrow 2P_4)$  cu  $\lambda_2 = 0,63 \mu\text{m}$  și  $R_3 (2S_2 \rightarrow 2P_4)$  cu  $\lambda_3 = 1,15 \mu\text{m}$ . Selecția acestor radiații se face prin calibrarea cavității rezonante.

*Cavitatea rezonantă* este formată din oglinzile sferice  $M_1$  și  $M_2$  cu coeficienți de reflexie diferiți. Capetele tubului de descărcare sunt plăcuțe de sticlă, șlefuite, așezate la unghi Brewster ( $\text{tg}\theta = n_{st}$ ; ferestre Brewster) pentru ca pierderile prin reflexie să fie minime. Emisia LASER are loc sub forma unui fascicul continuu, cu puterea de 0,1W.

**Aplicațiile dispozitivelor LASER** sunt extrem de numeroase și de diverse, începând de la telemetrie, tăierea materialelor dure, holografie până la chirurgie și tratarea tumorilor.

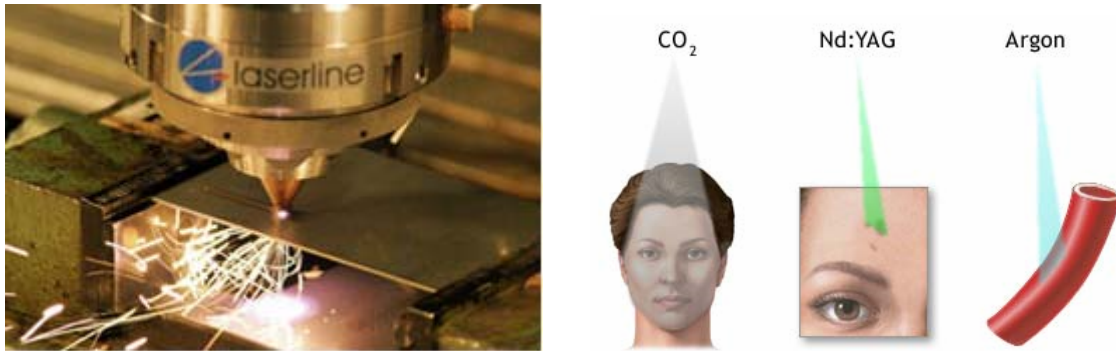


Fig. IV. 8. Aplicații ale dispozitivelor LASER: de la tăierea materialelor dure la tratamente chirurgicale ale pielii și ale vaselor sangvine.