

Elemente de fonică: Lasere

Laserele sunt surse de radiație – în particular de lumină – cu proprietăți deosebite (intensitate, coerența, directivitate, monocromaticitate etc.), care nu pot fi atinse cu alte surse.

Din acest motiv, ele sunt extrem de utile în comunicații, medicină, aplicații militare și experimente științifice speciale.

Cuprins

I. Principiile fizice ale funcționării laserelor

Absorbția, emisia spontană, și emisia stimulată

Inversia de populație și amplificarea

Cavitatea rezonantă

II. Radiația laser

Proprietățile radiației laser

Regimuri de funcționare

Utilizări ale laserelor

Lasere de înaltă tehnologie

I. Principiile fizice ale funcționării laserelor

Laserele sunt amplificatoare optice cu reacție.

Un laser are trei componente constructive: amplificatorul optic, cavitatea rezonantă, și sursa de energie.

Amplificarea optică are loc prin procesul de *emisie stimulată*, care, pentru a se produce, are nevoie de două condiții: i/ existența unei *densități mari de energie* în domeniul spectral de funcționare a laserului, și ii/ obținerea așa numitei *inversii de populație*, care va fi explicată pe parcurs.

Cavitatea rezonantă îndeplinește rolul *buclei de reacție pozitivă*, care transformă sistemul în *oscilator optic*.

Amplificarea optică presupune creșterea energiei radiației, sau, echivalent, ținând cont de dualismul corpuscul-undă, mărirea numărului de fotoni. Multiplicarea fotonilor în laser (amplificarea) are loc prin procesul de *emisie stimulată*¹.

Absorbția, emisia spontană, și emisia stimulată

Nivele de energie

Materialele sunt compuse din structuri moleculare și atomice cu o mulțime numerabilă de stări energetice, cu valori discrete ale energiei $\{\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_n, \dots\}$. Ca regulă generală, orice atom din structură se găsește, cu probabilitate diferită, într-o *stare energetică staționară*², caracterizată de *valori discrete ale energiei totale ε_n* . Aceste energii ε_n se mai numesc *nivele de energie*.

Nivelul cu energia cea mai joasă este *nivelul fundamental*. Celelalte nivele sunt nivele (stări) *excitate*. În lipsa oricărei interacții (atom izolat), starea energetică s-ar păstra indefinit. Cum, în realitate, acest lucru nu este posibil, stările excitate sunt caracterizate de *timpi de viață*, după care se dezexcită, trecând în starea fundamentală.

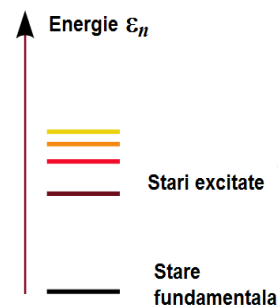
Tranziții. Emisia și absorbția. Rezonanța

Procesul de trecere de la o stare energetică la alta $\varepsilon_i \rightarrow \varepsilon_j$ se numește *tranziție*.

Cantitativ, procesul de tranziție se exprimă prin *probabilitatea tranziției*, adică fracțiunea din numărul total de atomi aflați pe nivelul ε_i care suferă tranziția $\varepsilon_i \rightarrow \varepsilon_j$; această probabilitate este proporțională cu numărul total de atomi aflați pe nivelul ε_i (de unde este inițiată tranziția)

$$P_{\varepsilon_i \rightarrow \varepsilon_j} \sim N(\varepsilon_i).$$

Tranziția dintre două stări se poate face *radiativ*, adică însoțite de emisia sau absorbția de fotoni, sau *neradiativ* (de exemplu, prin coliziuni electron-atom, atom-atom etc.). În cazul celor dintâi, diferența de energie se regăsește în energia fotonului care însoțește



Schema nivelurilor energetice ale unui atom

¹ "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation" - LASER

² Stările energetice au fost prezentate în fascicula *Mecanică*.

tranziția $\varepsilon_F = h\nu$, unde $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{Js}$ este constanta lui Planck. În cazul tranzițiilor neradiative, diferența de energie se regăsește sub alte forme de mărimi de proces (de exemplu, în cazul coliziunilor, este vorba de căldură).

Tranzițiile radiative au loc fie cu *absorbție* de fotoni, dacă este vorba despre tranziția unui atom aflat într-o stare de energie joasă, simbolizat $\mathbf{A}(\varepsilon_{jos})$, spre una de energie mai înaltă (simbol $\mathbf{A}^*(\varepsilon_{sus})$)

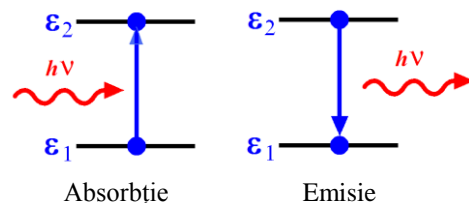
$$\mathbf{A}(\varepsilon_{jos}) \Rightarrow \mathbf{A}^*(\varepsilon_{sus}): \quad h\nu + \varepsilon_{jos} = \varepsilon_{sus},$$

fie cu *emisie* de fotoni, la tranziția inversă $\varepsilon_{sus} \rightarrow \varepsilon_{jos}$

$$\mathbf{A}^*(\varepsilon_{sus}) \Rightarrow \mathbf{A}(\varepsilon_{jos}): \quad \varepsilon_{sus} = \varepsilon_{jos} + h\nu,$$

unde conservarea energiei impune existența relației *de rezonanță*

$$\varepsilon_{sus} - \varepsilon_{jos} = h\nu.$$



Tranziții: absorbția și emisia

Exemplu

Sa calculăm frecvența fotonului corespunzător tranziției radiative dintre două nivele energetice între care este o diferență de energie de 2eV, $\varepsilon_{sus} - \varepsilon_{jos} = 2\text{eV}$:

$$\nu = \frac{\varepsilon_{sus} - \varepsilon_{jos}}{h} \Rightarrow \nu = \frac{\overbrace{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{J}}^{1\text{eV}}}{6,62 \cdot 10^{-34} \text{Js}} = 4,83 \cdot 10^{14} \text{Hz} = 483 \text{THz}.$$

Lungimea de undă este:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \Rightarrow \lambda = \frac{3 \cdot 10^8 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}}{4,83 \cdot 10^{14} \text{s}^{-1}} = 6,21 \cdot 10^{-7} \text{m} = 621,1 \text{nm}.$$

Lungimea de undă calculată corespunde culorii roșii. Dacă tranziția este în sensul $\varepsilon_{sus} \rightarrow \varepsilon_{jos}$, atunci fotonul este *emis* (se va observa lumină roșie); invers, dacă îndreptăm spre material un fascicul de lumină roșie cu lungimea de undă $\lambda = 621,1 \text{nm}$, atunci tranzițiile au loc în sensul $\varepsilon_{sus} \rightarrow \varepsilon_{jos}$, iar fasciculul va fi atenuat, o parte dintre fotoni fiind *absorbiți*.

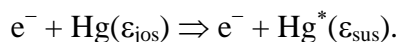
Observații

1. Procesele de emisie / absorbție sunt procese *competitive*, și pot fi influențate de condiții exterioare.
2. Procesele de emisie / absorbție sunt *probabilistice*, putând fi *caracterizate statistic* prin *probabilități* (sau *rate*) de emisie, respectiv de absorbție.
3. De obicei, dacă un fascicul de lumină (sau, echivalent, de fotoni) este incident pe un material, condiția de rezonanță *nu* este îndeplinită, caz în care fotonul *nu interacționează* cu materialul:

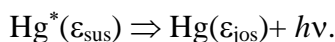
$$\varepsilon_{sus} - \varepsilon_{jos} \neq h\nu$$

Spunem că materialul este *transparent la radiația respectivă* (de exemplu cazul sticlei albe, de calitate foarte bună, pentru radiația din domeniul vizibil).

4. În cazul tranzițiilor neradiative, diferența de energie este preluată de energia cinetică a particulei cu care interacționează atomul. Spre exemplu, atomii de mercur (Hg) din lămpile fluorescente din comerț sunt excitați prin ciocniri cu electroni, o parte din energia cinetică a electronului fiind transferată atomului de mercur:

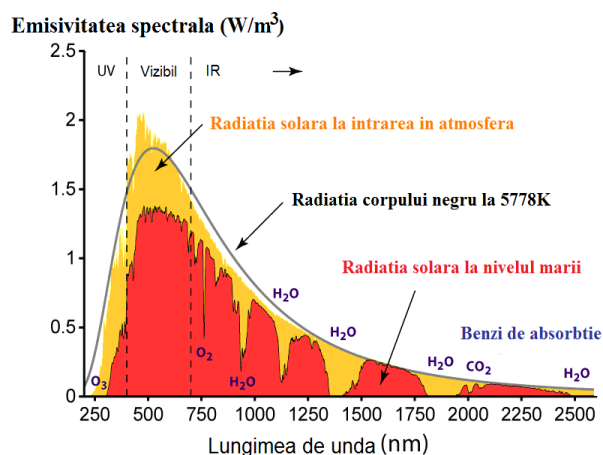


Dezexcitarea atomului se face radiativ, cu emisie de fotoni



Aplicații: benzile de absorbție ale atmosferei terestre

În figura alăturată sunt ilustrate emisivitatea spectrală a Soarelui la intrarea în atmosferă (culoare galbenă, care este extrem de bine aproximată de curba teoretică dată de formula lui Planck - curba neagră), în comparație cu emisivitatea spectrală măsurată la nivelul mării. Se constată că atmosfera (de fapt, anumite componentele gazoase din atmosferă, cum ar fi dioxidul de carbon CO₂ și vaporii de apă) absorb extrem de bine radiația aflată în anumite benzi, în special în infraroșu.



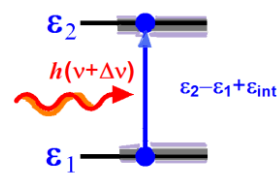
Această metodă (spectroscopie de absorbție) se utilizează la determinarea tipului și concentrației anumitor substanțe la care se cunoaște amprenta spectrului de absorbție.

Lărgimea de bandă și lărgimea liniei

Interacția foton-atom este posibilă chiar în condițiile în care condiția de rezonanță este doar aproximativ îndeplinită, deoarece întotdeauna **câmpul undei fotonului modifică nivelele energetice, cu o valoare mică ϵ_{int}** , care poate fi suficientă pentru a îndeplini condiția de rezonanță

$$\epsilon_{\text{sus}} - \epsilon_{\text{jos}} + \epsilon_{\text{int}} = h\nu.$$

De cele mai multe ori, energia ϵ_{int} este chiar energia potențială de interacție dintre câmpul undei și dipolii elctrici și/sau magnetici ai materialului.



Consecința este aceea fotonii incidenți pot fi absorbiți, în *vecinătatea* unei rezonanțe, caracterizată de *lărgimea de bandă* $\Delta\nu$. Aceasta are corespondent în *lărgimea liniei* $\Delta\lambda$. Ținând cont că $\lambda = \frac{c}{\nu}$, se poate arăta că variațiile *relative* ale celor două mărimi sunt egale:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}.$$

Temă

Demonstrați relația de mai sus.

Emisia spontană. Timpul de viață și lărgimea naturală a liniei

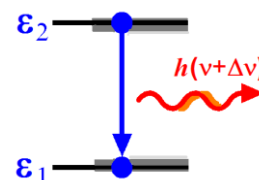
Dacă dezexcitarea radiativă $\epsilon_{\text{sus}} \rightarrow \epsilon_{\text{jos}}$ se produce în absența câmpului electromagnetic extern, atunci emisia se numește *spontană*.

Deși se numește spontană, definiția trebuie înțeleasă în sensul lipsei câmpului extern, având frecvența egală (sau aproximativ egală) cu cea de rezonanță. Neexistând sistem fizic perfect izolat, starea excitată nu se păstrează indefinit, ci există interacții (altele decât câmpul extern rezonant), care determină tranziția radiativă “spontană”. De exemplu, ciocnirile dintre atomi pot conduce la dezexcitări radiative.

Intervalul de timp cât durează starea excitată se numește *timpul (mediu) de viață* al stării excitate.

Dacă timpul de viață este scurt (până la milisecunde), rezultatul emisiei spontane este *fluorescența*; dacă timpul de viață este lung (secunde, ore, uneori zile), rezultatul emisiei spontane este *fosforescența*.

Fotonii emiși spontan sunt necorelați, cu caracteristici diferite (polarizare, fază, direcție etc.), deoarece atomii care emit generează fotonii la momente de timp diferite, și din cauze diferite. Nici frecvența lor nu este riguros aceeași, ci este cuprinsă într-o bandă $\Delta\nu$, determinată de timpul de viață τ al stării excitate:



$$\tau \cdot \Delta\nu = 1.$$

Timpul de viață finit al stării excitate are consecința existența unei lărgimi de bandă în jurul frecvenței centrale de emisie, sau, echivalent, existența unei lărgimi a liniei în jurul lungimii de undă centrale

$$\tau \rightarrow \Delta\nu = \frac{1}{\tau} \rightarrow \Delta\lambda = \frac{c}{\nu^2} \cdot \Delta\nu.$$

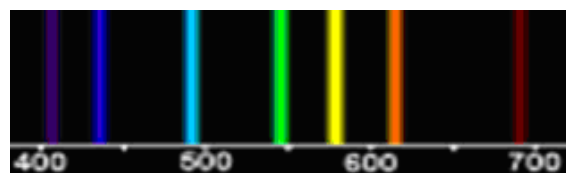
Stările cu energia cea mai joasă, denumite și stări fundamentale, sunt stări stabile, cu timp mediu de viață teoretic infinit.

Legile de conservare (energie, moment cinetic, paritate³ etc.) pot impune restricții asupra anumitor tranziții radiative spontane, caz în care aceste stări excitate au timp de viață relativ mare: aceste stări sunt *metastabile*.

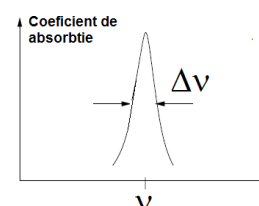
Exemplu

În becurile economice casnice, linia verde a mercurului este dată de tranziția dintre două nivele energetice între care există un ecart $\Delta\epsilon = 2,27\text{eV}$, adică $\epsilon_{\text{sus}} - \epsilon_{\text{jos}} = 2,27\text{eV}$. Timpul de viață al stării excitate, de energie ϵ_{sus} , este $\tau = 0,12\text{ns}$.

Să determinăm frecvența centrală și lungimea de undă centrală a fotonului emis, lărgimea de bandă și lărgimea liniei.



Spectrul de fluorescență al mercurului



³ Paritatea este o caracteristică specifică particulelor subatomice.

Frecvența și lungimea de undă se calculează ca în exemplul anterior, obținându-se frecvența

$$\nu = 5,493 \cdot 10^{14} \text{ Hz sau } \nu = 549,3 \text{ THz,}$$

căreia îi corespunde lungimea de undă $\lambda = 546,07 \text{ nm}$ (culoarea verde).

Ecarturile energetice utile pentru tranzițiile optice în domeniul vizibil sunt de ordinul electron-volților.

Aceste ecarturi energetice sunt caracteristice *atomilor*. Moleculele au nivelele energetice mai apropiate, energia emisă fiind, în consecință, mai mică, anume în domeniul microundelor (masere), sau de radiofrecvență (radare cu emisie coerentă).

Lărgimea de bandă $\Delta\nu = \frac{1}{\tau} \Rightarrow \Delta\nu = \frac{1}{0,12 \cdot 10^{-9} \text{ s}} = 8,33 \cdot 10^9 \text{ Hz} = 8,33 \text{ GHz}$. Ținând cont că frecvența corespunzătoare acestei linii verzi este $\nu = 549,3 \text{ THz}$, rezultă o *deviație relativă* (sau *stabilitate*) a frecvenței $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{8,33 \cdot 10^9}{5,493 \cdot 10^{14}} = 1,52 \cdot 10^{-5}$ (adimensional).

Lărgimea relativă a liniei este aceeași $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1,52 \cdot 10^{-5}$, la care corespunde o lărgime absolută

$\Delta\lambda = 546,07 \text{ nm} \cdot 1,52 \cdot 10^{-5} = 8,30 \cdot 10^{-3} \text{ nm} \approx 0,01 \text{ nm}$. Așadar lărgimea naturală a liniei verzi emise de mercur este de o sutime de nanometru:

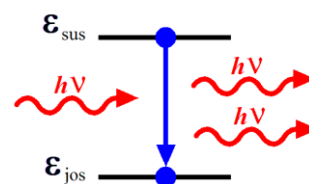
$$\lambda = 546,07 \text{ nm} \pm 0,01 \text{ nm}.$$

Pentru scopuri de iluminare casnică, lămpile cu fluorescență trebuie să aibă lărgimea liniilor de emisie cât mai mare, pentru a putea acoperi cât mai mult din spectrul vizibil și a reconstitui cât mai bine lumina albă diurnă, la care este adaptat ochiul uman. Dimpotrivă, în cazul laserelor, lărgimea liniei trebuie să fie cât mai mică (să aibă monocromaticitate bună), deoarece unul dintre motivele pentru care este util laserul este selectivitatea sa spectrală.

Emisia stimulată

Emisia stimulată este fenomenul interesant pentru lasere, deoarece conduce la amplificarea radiației.

Dezexcitarea radiativă $\epsilon_{\text{sus}} \rightarrow \epsilon_{\text{jos}}$ se poate produce sub influența unui câmp electromagnetic extern, caz în care emisia se numește *stimulată*. Emisia stimulată este cu atât mai probabilă, cu cât fotonul incident are energia mai apropiată de ecartul $\Delta\epsilon = \epsilon_{\text{sus}} - \epsilon_{\text{jos}}$, adică este mai bine îndeplinită condiția de rezonanță.



Emisia stimulată conduce la amplificarea optică. Fotonul stimulată este *identic* (direcție de propagare, frecvență, polarizare etc.) cu cel incident!

Pentru a putea avea amplificare, este necesar ca să existe un număr suficient de mare de sisteme atomice în starea excitată, pe nivelul cu energie mare.

Populații

Numărul de atomi din unitatea de volum $N(\varepsilon_n)$ care au energia ε_n se numește *populația nivelului* ε_n .

La echilibru termic, stările cele mai populate sunt stările de energie joasă. Nivelele cu energia mai mare sunt mai puțin populate decât cele cu energie mai mică⁴. Legea cantitativă după care sunt distribuite populațiile este de forma

$$N(\varepsilon_n) \sim \underbrace{e^{-\varepsilon_n/k_B T}}_{\text{factor Boltzmann}},$$

unde k_B este constanta lui Boltzmann, iar T este temperatura absolută.

Exemplu

La temperatura $T=310\text{K}$ (circa 37°C), să calculăm raportul populațiilor a două nivele energetice între care este o diferență de 2eV (electron-volti): $\varepsilon_{\text{sus}} - \varepsilon_{\text{jos}} = 2\text{eV}$. Pentru temperatura considerată, energia de agitație termică, este

$$k_B T = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{J/K} \cdot 310\text{K} = 4,278 \cdot 10^{-21} \text{J},$$

sau, exprimată în electron-volți ($1\text{eV} \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{J}$)

$$k_B T \approx 26,7 \text{meV}.$$

Raportul căutat este

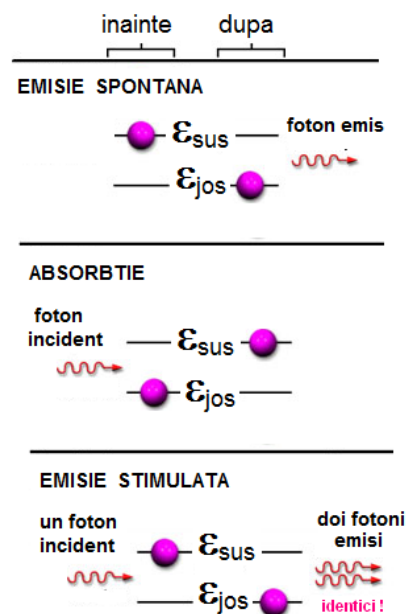
$$\frac{N(\varepsilon_{\text{jos}})}{N(\varepsilon_{\text{sus}})} = e^{\frac{\varepsilon_{\text{sus}} - \varepsilon_{\text{jos}}}{k_B T}}, \text{ adică } \frac{N(\varepsilon_{\text{jos}})}{N(\varepsilon_{\text{sus}})} = e^{0,0267} \approx e^{75} \text{ sau } 10^{32} !$$

Aceasta valoare este imensă. Conform acestui rezultat, într-un mol de mercur gazos, care conține 10^{23} atomi, nu ar trebui să existe niciun atom în stare excitată. Totuși, acest lucru nu se întâmplă în realitate, deoarece, în lampile fluorescente cu vapori de mercur, plasma de atomi metalici și electroni din interiorul tubului *nu se află la echilibru termic*, motiv pentru care există un număr semnificativ de stări excitate, care conduc la emisia de lumină (radiația de fluorescență) pe care o cunoaștem.

Inversia de populație și amplificarea

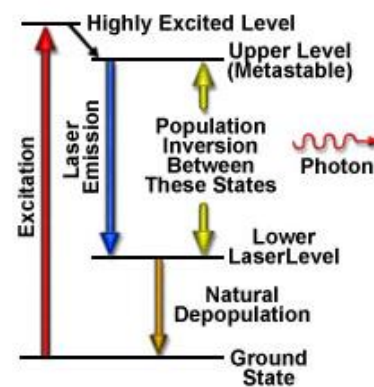
În primă fază, în explicarea efectului laser sunt importante trei procese:

1. Emisia spontană, care este *nu depinde* de densitatea spectrală de energie w_λ .
2. Absorbția, care *depinde* de densitatea spectrală de energie w_λ .
3. Emisia stimulată, care *depinde*, de asemenea, de densitatea spectrală de energie w_λ .



⁴ Acest lucru nu este riguros adevărat în cazul nivelelor energetice *degenerate*, care însă depășesc nivelul acestui curs.

Așadar, spre deosebire de emisia spontană, care nu depinde de densitatea spectrală de energie w_λ , absorbția și emisia stimulată depind, ambele, de densitatea spectrală de energie, consecințe ale interacției rezonante a fotonilor cu materialul prin care se propagă aceștia. Pentru ca procesele stimulate – absorbția și emisia stimulată – să prevaleze asupra celor spontane, este necesar ca să existe *densități mari de energie*, la lungimea de undă respectivă. Acest lucru se poate obține dacă amplificarea optică este mare. După cum se cunoaște, de la teoria reacției pozitive⁵, acest lucru este posibil în cazul oscilatoarelor, caz în care amplificarea tinde, formal, spre infinit (practic, devine foarte mare).



Schema tipică a nivelelor unui laser

Prima condiție, necesară pentru a obține efectul laser, este de a avea o *densitate mare de energie*, care se poate obține dacă amplificarea optică este mare, adică dacă amplificatorul este transformat în oscilator.

Competiția proceselor stimulate

În ipoteza că procesul spontan este neglijabil, ceea ce este adevărat la densități mari de energie optica w_λ (echivalent, număr mare de fotoni), rămân în competiție două procese:

1. Absorbția, care, statistic, se produce cu probabilitatea

$$P_{\text{jos} \rightarrow \text{sus}} \sim N_{\text{jos}} w_\lambda \cdot$$

2. Emisia stimulată, care, tot statistic, se produce cu probabilitatea

$$P_{\text{sus} \rightarrow \text{jos}} \sim N_{\text{sus}} w_\lambda \cdot$$

Emisia stimulată va prevala dacă

$$P_{\text{sus} \rightarrow \text{jos}} > P_{\text{jos} \rightarrow \text{sus}},$$

echivalent cu $N_{\text{sus}} > N_{\text{jos}}$, adică dacă avem *inversie de populație*.

A doua condiție necesară pentru a obține amplificare optică, prin emisie stimulată, este existența *inversiei de populație*:

$$N_{\text{sus}} > N_{\text{jos}} \cdot$$

Observație

Inversia de populație este o stare de neechilibru; subansamblul atomilor excitați, pe nivelele energetice implicate în tranziție, este nestaționar, instabil. Formal, el este caracterizat de o *temperatura absolută negativă*:

$$1 < \frac{N_{\text{sus}}}{N_{\text{jos}}} \sim e^{-(\epsilon_{\text{sus}} - \epsilon_{\text{jos}}) / k_B T} \quad \text{posibil doar dacă } T < 0 !$$

⁵ A se vedea fascicula *Termodinamică*, cap. "Sisteme cu reacție".

Ansamblul cu temperatură negativă este „mai cald” decât mediul înconjurător (caracterizat de temperaturi pozitive), și tinde să „se răcească” spre a ajunge la temperaturile pozitive ale mediului, cedând energie, sub formă de radiație. Tranziția de la temperaturile negative la cele pozitive⁶ nu se face trecând prin zero absolut, care este imposibil de atins, ci prin punctul asimptotic $-\infty \mid^{+\infty}$. Spre exemplu, pentru $N_{\text{sus}} / N_{\text{jos}} = 2,7$ și $\epsilon_{\text{sus}} - \epsilon_{\text{jos}} = 1\text{eV}$, o succesiune posibilă de temperaturi, în cursul răcirii, este

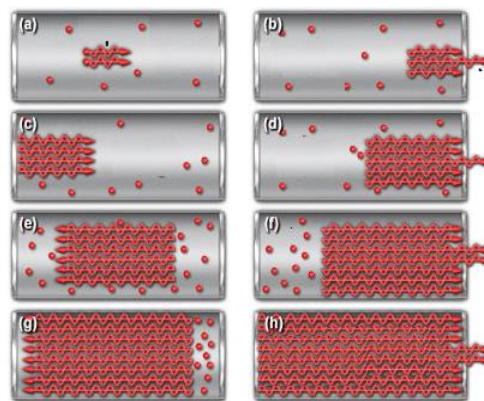
$$-11000\text{K} \rightsquigarrow -\infty \rightsquigarrow +\infty \rightsquigarrow 30000\text{K} \rightsquigarrow 300\text{K}.$$

Inversia de populație poate fi produsă prin două mecanisme:

1. Prin crearea unui exces de populație în starea cu energie înaltă. Procesul de excitare a atomilor, pentru a obține inversie de populație, se numește *pompaj*.
2. Prin reducerea populației stării de energie joasă (cu condiția ca acesta să nu fie nivelul fundamental).

În situațiile reale, inversia este realizată între două nivele excitate, așadar nu neapărat cu implicarea nivelului fundamental. În figura alăturată este ilustrat un exemplu practic de obținere a efectului laser între două nivele intermediare, cu evitarea nivelului fundamental.

Amplificator cu emisie stimulată, cu reacție pozitivă



Cavitatea rezonantă⁷

Reacția pozitivă

Cavitatea rezonantă are rolul de a asigura reacția pozitivă, și atingerea pragului de oscilație, prin acumularea unei densități mari de energie în mediul activ.

Efectul laser este un efect *cu prag*. Pragul de oscilație este atins atunci când amplificarea compensează pierderile (prin difracție, emisie spontană, efect Joule, preluarea unei fracțiuni la utilizator etc.). Corespunzător, există o *inversie de populație de prag* și o *densitate de energie de prag* necesară amorsării oscilațiilor.

Cavitatea rezonantă constă din două oglinzi, una total reflectantă, cu coeficientul de reflexie $r_1=1$, și una parțial reflectantă, cu $r_2<1$, care permite ieșirea radiației din cavitate, la utilizator. Între oglinzi se găsește mediul amplificator, cu inversie de populație (nu este reprezentată în figură).

Prin reflexiile succesive pe cele două oglinzi, radiația este amplificată la fiecare trecere și atinge pragul de oscilație.

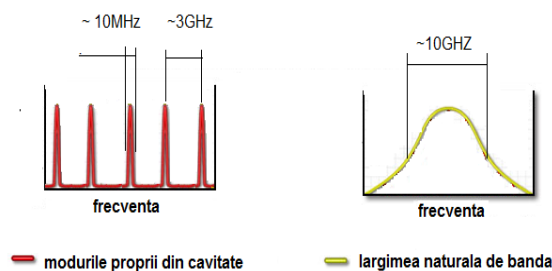
⁶ Atingerea temperaturilor negative nu este interzisă de principiile termodinamicii, care restricționează doar atingerea lui 0K. Vezi C.P.Cristescu, E.Scarlat, *Sisteme de particule și sisteme termodinamice*, Cap.7, ISBN 973-9334-12-1), Ed. Conphys, Rm. Vâlcea, 1999.

⁷ <http://www.phys.ksu.edu/perg/vqm/laserweb/Java/Javaliste.htm>

Exemplu

Dacă neglijăm toate pierderile, și considerăm exclusiv preluarea la utilizator a unei fracțiuni din energie, fie $r_1=1$ și $r_2<0,5$, atunci factorul de transfer al rețelei de reacție este $r=1\cdot 0,9=0,5$ (la un du-te-vino complet). Conform teoriei reacției, pentru a atinge pragul de oscilație, amplificarea prin emisie stimulată trebuie să fie

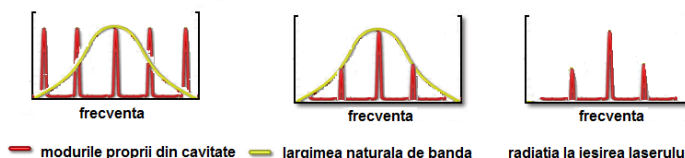
$$A = \frac{1}{r} \Rightarrow A = \frac{1}{0,5} \Rightarrow A = 2.$$



Lărgimea liniei laser

Cavitatea rezonantă determină și alte proprietăți ale fasciculului, cum sunt monocromaticitatea și directivitatea.

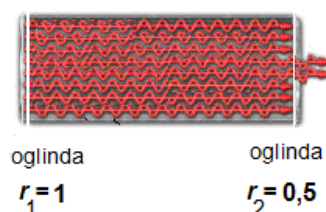
După cum se cunoaște, în cavitate se formează *unde staționare*, cu frecvențe determinate de dimensiunile geometrice ale cavității: acestea sunt *modurile proprii* de oscilație. Lărgimea de bandă a modurilor proprii este extrem de mică, de ordinul $\Delta\nu_{\text{cavitate}} \approx 10^7 \text{ Hz}$ (zeci de megahertzi), depinzând de factorul de calitate a cavității.



Exemplu

Pentru o cavitate de lungime $l=5\text{cm}$, ecartul dintre două moduri longitudinale este⁸

$$\Delta\nu \sim \frac{c}{2l} \Rightarrow \Delta\nu = \frac{3 \cdot 10^8}{2 \cdot 5 \cdot 10^{-2}} = 3\text{GHz}.$$



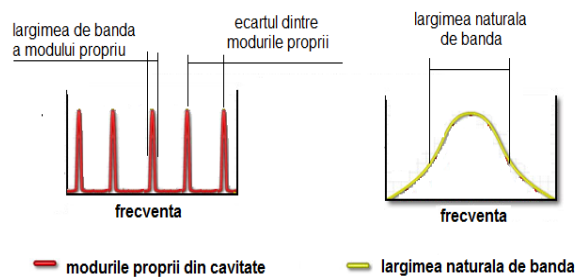
În interiorul benzii naturale de amplificare, care, conform unui exemplu anterior, este de aproape 10GHz, se găsesc trei moduri proprii (a se vedea figura alăturată). Există situații în care la ieșire se obține un singur mod propriu (laser monomodal), frecvența de oscilație fiind extrem de precisă. Pentru cazul în discuție, și presupunând că este vorba de linia verde din exemplul anterior, lărgimea liniei de emisie este:

$$\Delta\lambda = c \cdot \frac{\Delta\nu_{\text{cavitate}}}{\nu^2} \Rightarrow \Delta\lambda = 3 \cdot 10^8 \cdot \frac{10^7}{(5,493 \cdot 10^{14})^2} \Rightarrow \Delta\lambda \approx 10^{-6} \text{ nm!}$$

Lărgimea liniei laser este cu patru ordine de mărime mai mică decât lărgimea naturală a liniei. Precizia lungimii de undă a laserului, exprimată în nanometri, este la a șasea zecimală!

⁸ A se vedea fascicula *Unde*, cap. "Cavități rezonante".

În general, semnalul de ieșire este *multimodal*, ceea ce este convenabil atunci când sunt necesare puteri mari. În plus, pentru puteri foarte mari, este necesar *regimul pulsat*, cu pulsuri cât mai scurte în timp (sub nanosecundă); în acest caz, cu cât este mai mare banda de frecvență (echivalent, cu cât este mai mare lărgimea liniei) pentru radiația emisă, cu atât mai scurt poate fi pulsul.



II. Radiația laser

Proprietățile radiației laser

Monocromaticitatea

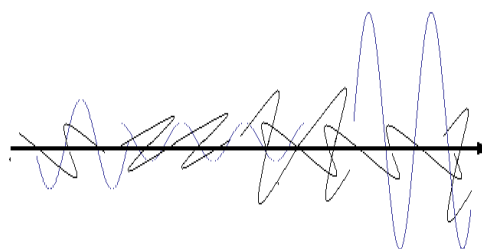
Așa cum s-a arătat mai sus, monocromaticitatea este consecința cavității rezonante. Monocromaticitatea se măsoară prin lărgimea relativă a liniei, respective prin lărgimea relativă de bandă

$$\underbrace{\frac{\Delta\lambda}{\lambda}}_{\text{lărgimea liniei}} = \underbrace{\frac{\Delta\nu}{\nu}}_{\text{lărgimea de bandă}}$$

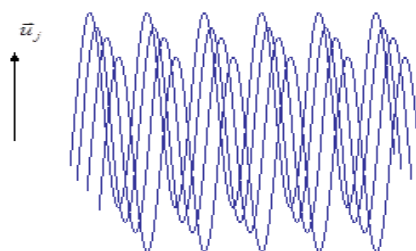
Laserele monocromatice sunt necesare în comunicații și în aplicații speciale, cum sunt laserele acordabile pe frecvențe extrem de precise.

Polarizarea

Spre deosebire de lumina albă, unde fasciculul este o combinație de trenuri de undă (fotoni) cu faze aleatorii, de diverse lungimi, diverse frecvențe, diverse polarizări și diverse configurații de câmp, fasciculul laser este polarizat, deoarece fotonii obținuți prin emisie stimulată sunt identici. Trenurile de undă au aceeași **direcție de oscilație** \vec{u}_j . Laserele emit astfel de radiație polarizată.



Lumina nepolarizata



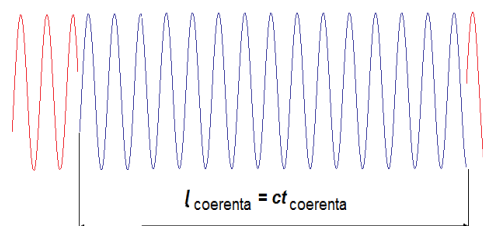
Lumina polarizata

Coerența

Dintre toate sursele de lumina, laserele se apropie cel mai mult de fasciculul ideal. Laserele de putere mare nu excelează prin calitatea deosebită a fasciculului, însă laserele destinate comunicațiilor optice, sau cele metrologice, ne mai vorbind de cele destinate aplicațiilor științifice speciale, trebuie să îndeplinească cerințe deosebite.

Pentru un fascicul total coerent, trenul de undă trebuie să fie, teoretic, infinit de lung, ceea ce este imposibil. Pentru un laser comercial, lungimea medie a trenurilor – **lungimea de coerență** l_{coerenta} – poate ajunge la sute de metri, fiind legată de timpul de coerență t_{coerenta} , prin relația

$$l_{\text{coerenta}} = ct_{\text{coerenta}}$$

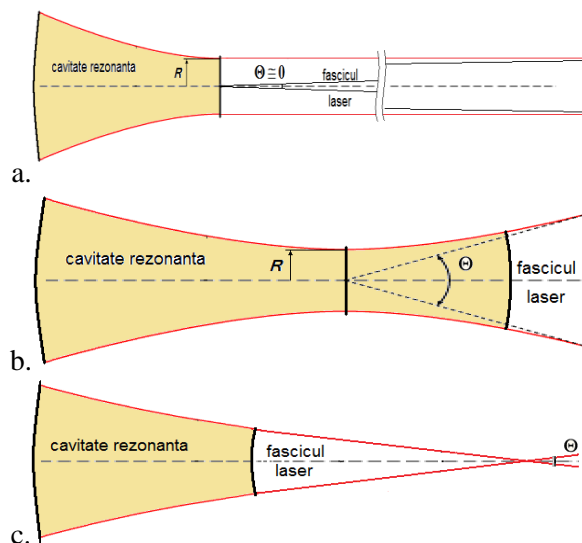


Directivitatea

Directivitatea radiației este dată de configurația de câmp, stabilită prin tipurile și curburile oglinzilor cavității. Măsura directivității se exprimă prin unghiul Θ de divergență a fasciculului. Tangenta unghiului Θ indică variația cu distanța a razei spotului, în sensul de propagare a radiației. Pentru unghiuri mici:

$$\Theta \cong \text{tg}\Theta \cong \sin \Theta.$$

Fasciculele cu front de undă plan se propagă cu divergență, teoretic, nulă, limitată doar de difracție. Fasciculele de energie mare, având în componență multe moduri, au, de obicei, și directivitate scăzută, fiind destinate lucrului în regim focalizat.



Fascicul laser cu front de unda plan (a), respectiv cu fronturi de undă având anumite curburi (b, c)

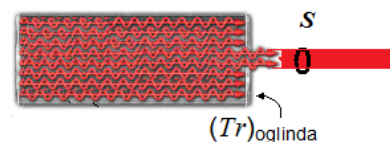
Regimuri de funcționare

Pentru a simplifica prezentarea, se presupune că frontul de undă este plan.

Regimul „undă continuă”

Radiația este emisă în mod continuu, toate mărimile fiind constante în timp.

Pentru un laser unidirecțional, cu densitatea de energie w , uniform repartizată pe secțiunea transversală, intensitatea undei emise (emisivitatea) depinde de cuplajul cu exteriorul, prin coeficientul de transmisie $(Tr)_{og\text{linda}}$ al oglinzii, având expresia



$$I = (Tr)_{og\text{linda}} \cdot cw \quad (\text{W/m}^2).$$

Puterea optică emisă depinde de suprafața S a fasciculului:

$$P = IS \quad (\text{W}).$$

Integrala în timp a intensității este fluența:

$$\Phi = It \quad (\text{J/m}^2).$$

Energia fasciculului într-un interval de timp este

$$W = ISt \quad (\text{J}).$$

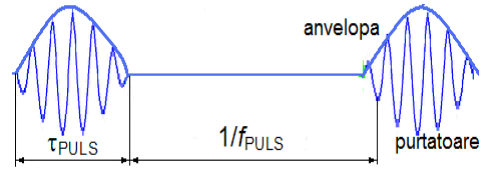
Regimul continuu se folosește pentru topire locală, când este necesară fluență mare, iar materialele au coeficient de conductibilitate termică și/sau difuzivitate termică redusă; în acest fel, căldura absorbită de la fascicul nu difuzează în material, afectându-i proprietățile în mod ireversibil.

Regimul pulsant

Principial, pulsul repetitiv are o descompunere spectrală (Fourier) cu un anumit număr de termeni semnificativi:

$$u(z, t) = \underbrace{\left\{ \sum_n a_n \sin(k_n z - n 2\pi f_{\text{PULS}} t + \varphi_n) \right\}}_{\text{ANVELOPAPULS}} \cdot \underbrace{\sin(kz - \omega t + \varphi_0)}_{\text{PURTATOAREOPTICA}}$$

Cu cât pulsul este mai scurt, cu atât sunt mai mulți termeni semnificativi în dezvoltarea anvelopei. Reciproc, pentru a avea un puls laser scurt și de energie mare, problema trebuie pusă invers, adică de a avea cât mai multe componente spectrale, cu relația de fază potrivită, pentru a obține sumarea lor coerentă și a recompune pulsul gigantic.



Componentele spectrale potrivite sunt chiar modurile proprii ale cavității, relația de fază trebuind să fie adaptată prin metode auxiliare, cum ar fi tehnica blocării modurilor⁹. Pentru 40 de moduri, cu ecartul dintre moduri $\Delta\nu = 150\text{MHz}$, se poate obține o durată minimă a pulsului de

$$\tau_{\text{PULS}} = \frac{1}{40 \cdot \Delta\nu} \cong 167 \text{ ps.}$$

Un puls optic (asimilat unui grup de unde, pachet de unde) se poate scrie convenabil sub forma

$$u(z, t) = A(z, t) \cdot \sin(kz - \omega t + \varphi_0),$$

unde $A(z, t)$ este pulsul propriu zis, care modulează purtătoarea optică. Dacă pulsul se deplasează cu viteza de grup v_G , independentă de lungimea de undă¹⁰, atunci pulsul își păstrează forma¹¹, putându-se scrie:

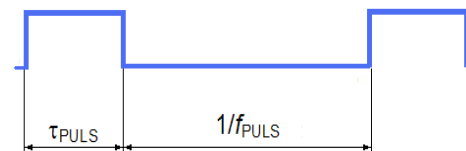
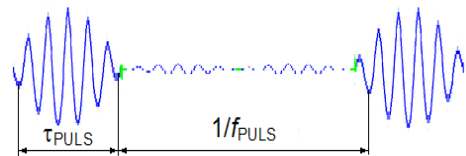
$$u(z, t) = A(z - v_G t) \cdot \sin(kz - \omega t + \varphi_0).$$

- Mărimi energetice: valori medii, valori de vârf

Pentru simplitate, se presupune că pulsurile sunt dreptunghiulare, de durată τ_{PULS} , cu frecvența de repetiție f_{PULS} , iar energia pe puls este W_{PULS} . Secțiunea fasciculului este notată, în continuare, cu S . Valorile de vârf sunt cele care caracterizează intervalele de timp când pulsul este prezent:

$$P_{\text{VARF}} = \frac{1}{\tau_{\text{PULS}}} W_{\text{PULS}} \quad (\text{W}).$$

$$I_{\text{VARF}} = \frac{1}{S \tau_{\text{PULS}}} W_{\text{PULS}} \quad (\text{W/m}^2).$$



⁹ A se vedea Alexandru M. Preda "Introducere în electronica cuantică", Cap.9.5, Ed. Științifică, București, 1995.

¹⁰ Cazul mediilor nedispersive, sau liniare.

¹¹ Vezi http://en.wikipedia.org/wiki/File:Wave_group.gif

Valorile medii țin cont și de timpul când pulsul *nu* este prezent. În consecință, valorile precedente trebuie multiplicare cu factorul subunitar al *coeficientului de umplere* $\tau_{\text{PULS}} f_{\text{PULS}}$:

$$P_{\text{MED}} = P_{\text{VARF}} \tau_{\text{PULS}} f_{\text{PULS}} \quad (\text{W}).$$

$$I_{\text{MED}} = I_{\text{VARF}} \tau_{\text{PULS}} f_{\text{PULS}} \quad (\text{W/m}^2).$$

Pentru fluentă, nu are sens decât valoarea medie:

$$\Phi = I_{\text{MED}} t \quad (\text{J/m}^2).$$

Exemple

1. Un laser, cu funcționare în regim pulsant, are durata pulsului $\tau_{\text{PULS}}=2\text{ns}$, și frecvența de repetiție $f_{\text{PULS}}=10\text{Hz}$. Indicați puterea de vârf pentru acest laser, dacă puterea medie este de 2W.

$$P_{\text{VARF}} = \frac{P_{\text{MED}}}{\tau_{\text{PULS}} \cdot f_{\text{PULS}}} \Rightarrow P_{\text{VARF}} = \frac{2}{2 \cdot 10^{-9} \cdot 10} \cong 100\text{MW}.$$

2. Un laser, cu funcționare în regim pulsant, are energia pe puls $W_{\text{PULS}}=1\text{J}$ și funcționează pe linia $\lambda=635\text{nm}$. Câți fotoni sunt emiși la un puls?

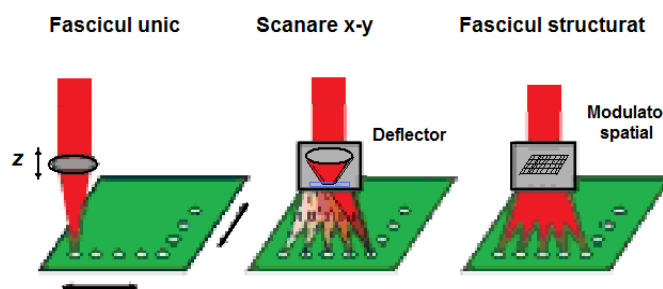
$$n_{\text{F}} = \frac{W_{\text{PULS}}}{\underbrace{\frac{hc}{\lambda}}_{\text{energia unui foton}}} \Rightarrow n_{\text{F}} = \frac{1 \cdot 6,35 \cdot 10^{-7}}{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8} \cong 3 \cdot 10^{19} \text{ fotoni}.$$

Utilizări ale laserelor

Fascicule structurate în fază și în amplitudine

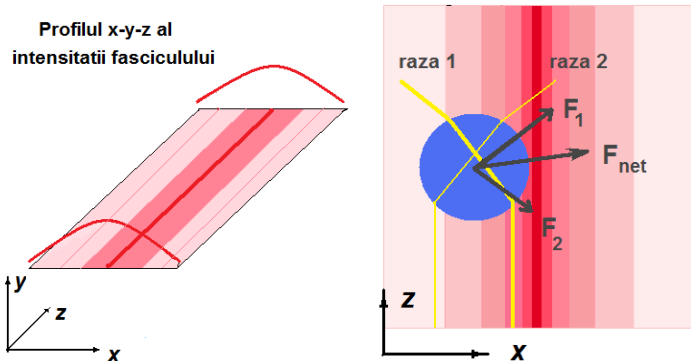
De multe ori, în aplicațiile actuale este nevoie de o anumită distribuție a intensității optice, care se poate obține de la o distribuție spațială adecvată a câmpului optic. Acestea sunt *fasciculele structurate*. Pentru aplicații interferometrice, este necesar ca fasciculele să fie structurate atât în fază cât și în amplitudine, în timp ce, pentru aplicații uzuale de prelucrări termice, este suficientă structurarea în amplitudine.

Capetele de prelucrare laser folosesc fie un singur fascicul, fix, pe care îl focalizează, controlat, la diverse adâncimi, fie un singur fascicul, cu posibilitate de deflexie transversală x - y și focalizare în adâncime (pe axa z), fie, în sfârșit, fascicule multiple, structurate în intensitate, cu posibilități de focalizare independentă $z_1 \dots z_n$.



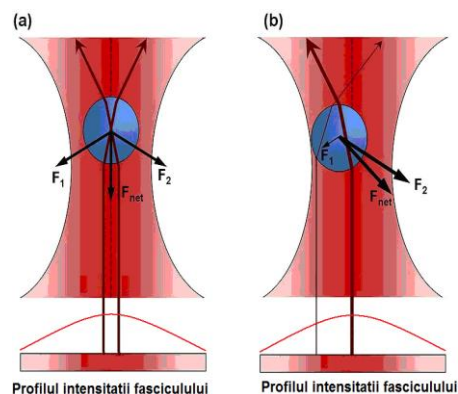
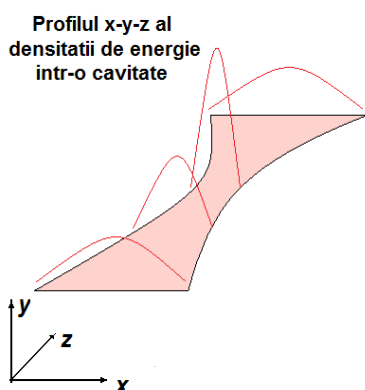
• Pensete optice¹²

Cel mai obișnuit fascicul structurat este cel care are frontul de undă plan și distribuție transversală gaussiană a intensității, în care energia este distribuită neuniform. În consecință, există posibilitatea captării unui obiect microscopic în zona de energie maximă. Acesta este principiul pensetelor optice, care permit manipularea fracțiunilor celulare în ingineria genetică.



În aceste condiții, un obiect dielectric, care modifică traiectoria razelor refractate, va rămâne cu un bilanț nul al impulsurilor fotonilor care trec prin el, în unitatea de timp, ceea ce conduce la o rezultantă, de asemenea nulă, a forțelor care acționează asupra obiectului.

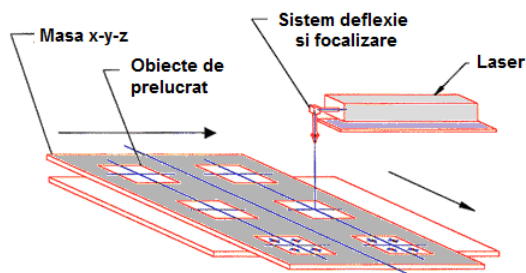
Prin urmare, mărimea forței depinde de doi factori: i/ de geometria obiectului interceptat de fascicul, și ii/ de intensitatea locală a fasciculului. În figură sunt ilustrate două cazuri, pentru un obiect sferic, prima dată plasat pe axa de simetrie longitudinală, iar a doua oară plasat într-o poziție arbitrară. Forțele, ca și rezultanta sunt indicate în figuri. Ca regulă generală, rezultantele sunt îndreptate spre zonele cu densitate mai mare de energie.



Sisteme automatizate și robotizate

Schema bloc a unui sistem automat de prelucrare cu fascicul optic este indicat în figura¹³. Este format din laserul propriu-zis, sistemul de deflexie și focalizare a fasciculului, și masa care poate fi deplasată în coordonate x-y-z.

Partea cea mai importantă este capul de deflexie și focalizare, care determină performanțele întregului ansamblu.



¹² http://en.wikipedia.org/wiki/Optical_tweezers

¹³ <http://www.laser-industrial.com/lasernfo.htm>

Aplicațiile uzuale includ: tăiere, sudare, etanșare, găurire, perforare, marcare, gravare.

Lasere cu CO₂

- Lungime de undă: $\lambda \approx 10,6 \mu\text{m}$ (infraroșu), undă continuă, sau pulsată.
- Putere (medie)
 - 10 W – util pentru gravuri superficiale și tăierea materialelor subțiri.
 - 25-35 W – nivel de putere medie-joașă, pentru gravură și tăiere la viteză moderată.
 - 40-60 W – nivel de putere medie, pentru operațiuni de gravură la viteză mare și tăierea materialelor groase la viteză medie.
 - 65-80 W – nivel de putere înaltă, pentru operațiuni cu productivitate sporită.
 - 85-120 W – putere mare, pentru tăiere adâncă și gravare la viteză mare.
 - Peste 100kW – putere deosebită, pentru aplicații speciale.



Lasere cu Ytterbium (Yb)

- Lungime de undă: $\lambda \approx 1,06-1,07 \mu\text{m}$ (infraroșu), pulsată.
- Caracteristici puls: $\tau_{\text{PULS}}=1\text{ns}$, $W_{\text{PULS}}=50\text{mJ}$, $f_{\text{PULS}}=1\text{kHz}$.
- Putere (medie): 10-20W.
- Materiale: plastice, metale și alte materiale greu de marcat - rășini epoxidice, silicon, cauciuc, ceramice etc.

Lasere cu Neodim (Nd: Yttrium Aluminium Garnett)

- Lungime de undă: $\lambda \approx 1,064 \mu\text{m}$ (infraroșu), undă continuă sau pulsată.
- Caracteristici puls: $\tau_{\text{PULS}}=5\text{ns}$, $W_{\text{PULS}}=0,5\text{mJ}$, $f_{\text{PULS}}=65\text{kHz}$
- Putere (medie): max 100W
- Materiale: metale tratate și netratate, materiale plastice, cauciuc, silicon, ceramice, ambalaje din hârtie și carton.

Lasere cu plasmă de vapori metalici

- Lungime de undă (Cu): $\lambda \approx 510,6\text{nm}$ și $571,2\text{nm}$ (vizibil), pulsată
- Caracteristici puls: $\tau_{\text{PULS}}=25\text{ns}$, $W_{\text{PULS}}=0,1\text{mJ}$, $f_{\text{PULS}}=10-100\text{kHz}$

- Putere (medie): max. 100W
- Materiale: metale titan, zirconiu, aur etc., diamant, materiale compozite (sticlă, materiale ceramice, alumină, aliaje speciale).

Laserele cu cupru – în general cele cu vapori metalici, funcționând în vizibil - au câteva avantaje importante. Unul dintre ele este acela că, pentru majoritatea metalelor, energia optică a pulsului este absorbită într-un timp mult mai mic decât constanta de timp de difuzie, adică lucrează în regimul de încălzire superficială $l_{\text{difuzie}} \gg \delta$. Din acest motiv, topirea, vaporizarea și expulzarea materialului iradiat se produce înainte ca difuzia căldurii spre zonele învecinate să producă o creștere semnificativă a temperaturii, care să afecteze structura și proprietățile materialului, chiar dacă este vorba de distanțe de ordinul micronilor.

În unele aplicații, frecvența mare de repetiție a pulsurilor permite prelucrări mai rapide decât în cazul altor lasere. Dar frecvențe mari de repetiție implică și puteri medii mari, ceea ce este în contradicție cu necesitatea de a avea o calitate bună a spotului, fapt esențial pentru a putea focaliza spotul la dimensiuni cât mai mici. Avantajul mare al laserelor cu cupru constă tocmai în posibilitatea de a mări puterea optică fără a deprecia în mod semnificativ fasciculul. Mediul activ al laserelor cu cupru este gaz la presiune joasă, cu polarizabilitate relativ redusă, ceea ce-l face utilizabil la puteri mari, fără o depreciere semnificativă a spotului.

Lasere cu excimeri (pentru aplicații speciale, inclusiv militare)

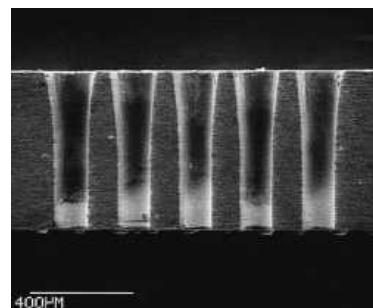
- Lungime de undă: $\lambda \approx 275,6\text{nm}$ (UV), pulsant.
- Caracteristici puls: $\tau_{\text{PULS}}=10\text{ns}$, $W_{\text{PULS}}=1\text{J}$, $f_{\text{PULS}}=10\text{Hz}$.
- Putere (medie): peste 100W.
- Materiale compozite (sticlă, materiale ceramice, alumină, aliaje speciale).

Prelucrări de mecanică fină

Găurirea cu laser

Chiar dacă limită de difracție poate fi aproape atinsă și pentru laserele cu CO_2 , lungimea lor de undă fiind de 20 de ori mai mare, rezoluția este corespunzător mai scăzută decât la laserele cu vapori metalici, care ating divergențe cu doar 50% mai mari decât limita de difracție. În laserele cu neodim, care lucrează la puteri mari, distorsiunile termice ale cristalului limitează calitatea spotului la de câteva ori limita de difracție.

Coeficientul de reflexie depinde de lungimea de undă și, pentru cele mai multe metale, este mai mare de 90% în infraroșu. Un puls mai lung, de la un laser cu CO_2 , care emite în infraroșu, interacționează mult timp cu materialul și-l topește. Topitura este îndepărtată prin suflarea cu jet de gaz, ghidat spre zona de prelucrat prin canale practicate în



Profilul longitudinal al gaurilor de $600\mu\text{m}$ adâncime; diametrul superior $200\mu\text{m}$, diametrul inferior $130\mu\text{m}$

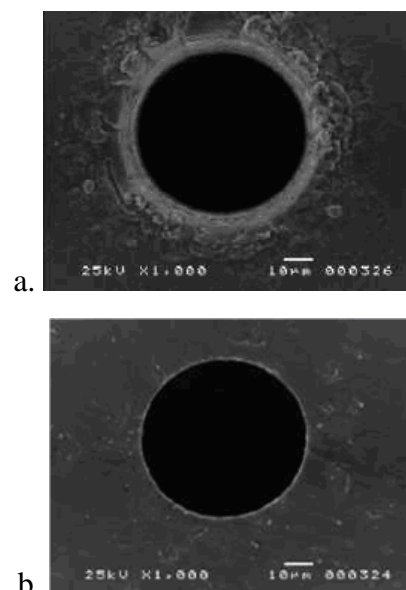
prealabil în material. Din cauza timpului lung de interacție termică, suprafața acestora este afectată de efectele temperaturii ridicate. Din acest motiv, este dificilă practicarea găurilor de diametre mici, sau tăieturi fine, fără a avea o zonă relativ mare afectată de căldură, care poate modifica proprietățile materialului, până la a-l face inutilizabil.

În domeniul vizibil însă, cum este domeniul galben-verde, caracteristic liniilor atomului neutru de cupru, reflectivitatea scade până la 50-60%. În zona iradiată are loc un fenomen asemănător exploziei, cea mai mare parte a materialului fiind îndepărtată cu viteze mari, sub formă de plasmă, spre exterior. Această “ablațiune” a materialului este produsă de creșterea bruscă a presiunii în punctul iradiat, consecință a absorbției rapide de căldură. Viteza de expansiune a materialului vaporizat poate atinge câțiva kilometri pe secundă, formând un crater de forma unui con îngust, ceea ce permite realizarea găurilor profilate, de diametre microscopice, sau a tăieturilor foarte înguste, eliminând fluxul adițional de gaz și găurile de ghidare ale acestuia. Absorbția de căldură este mult mai rapidă, din două motive: în primul rând, intensitatea pulsului optic este cu unul până la trei ordine de mărime superioară laserilor cu funcționare în infraroșu (CO_2), iar în al doilea rând, așa cum a mai fost menționat, coeficientul de absorbție este mai mare pentru radiația vizibilă.

Deși absorbția radiației ultraviolete în metale este încă și mai mare, de circa 80%, adâncimea de pătrundere este relativ mică, de $0,5\mu\text{m}$, ceea ce limitează grosimea de material care poate fi îndepărtată cu un singur puls. Orice energie în exces se va răspândi pe suprafața materialului, distrugându-l. Aceasta face ca, pentru găurirea unui material de o anumită grosime, este necesar un anumit număr de pulsuri. Laserele cu excimeri cu funcționare în ultraviolet, care lucrează la puteri mari, au frecvențe mici de repetiție, ceea ce mărește timpul de prelucrare. Un singur puls de la laserul cu cupru poate îndepărta grosimi de până la $10\mu\text{m}$, ceea ce, combinat cu o frecvență mare de repetiție, conduce la o viteză mare de prelucrare.

Liniile industriale de microuzinaj folosesc lasere de 75-150W, cu frecvențe de repetiție între 5 și 30kHz, cu durata pulsului de 25ns, divergența de 1,5 ori limita de difracție și o stabilitate a puterii mai bună de 1% în 24 de ore. Prin tehnici electronice de selectare a pulsurilor, există posibilitatea contorizării acestora, astfel încât să se poată emite salve cu număr precis de pulsuri.

Diametrul minim este de ordinul a $2\mu\text{m}$, comparativ cu metodele mecanice, care pot realiza minimum $160\mu\text{m}$. Viteza de gaurire este cuprinsă între 10 și 600 de găuri pe minut, cu precizii de ordinul micronului, cu profil neted și cu calitate excelentă a suprafețelor. De asemenea, se pot realiza găuri înclinate, sau în locuri greu accesibile.



Intrarea (a) și ieșirea (b) unei găuri cu diametrul de $50\mu\text{m}$ într-un material gros de $100\mu\text{m}$

Tăierea cu laser

Laserele comerciale cu vapori metalici, cu puteri de peste 100W, pot avea peste 60% din putere concentrată sub limita de difracție.

Durata scurtă a pulsului laserului cu plasmă metalică este avantajoasă, deoarece reduce zona afectată de căldură. Dacă materialul trebuie lipit sau tăiat, fara a afecta zonele din jur, puterea optică poate fi focalizată pe o zonă mică, unde intensitatea este foarte mare (pâna la 10^{15}W/cm^2), dar căldura totală depozitată în acesta ramâne scăzută. În jurul zonei iradiate apar gradienti de temperatură extrem de mari, care dau naștere unor bariere înguste, distincte, între zona iradiată și restul materialului. În felul acesta, se creează trei zone caracteristice: zona iradiată, unde stratul de material este înlăturat exploziv, zona cu gradient mare, unde materialul se topește, dar nu este îndepărtat exploziv (stratul de remodelare), și restul materialului. Durata scurtă a pulsului face ca primele două zone să fie extrem de înguste (sub $1 \mu\text{m}$). Din cauza acestor caracteristici ale interacțiunii termice, tăietura laserilor cu cupru este o “tăietura rece”.

Raportul de aspect, adică raportul dintre adâncimea tăieturii și lățimea sa ajunge pâna la

$$\frac{h}{d} = 60.$$

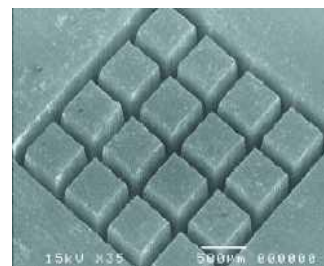
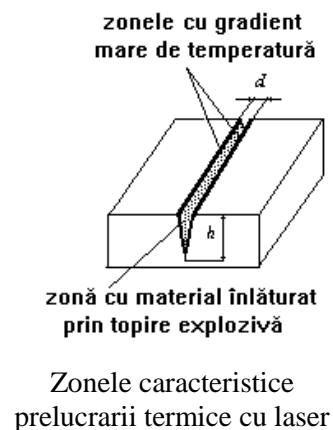
Dacă se utilizează pulsuri mai lungi (microsecunde, ca la Nd: YAG sau milisecunde, ca la CO_2), căldura are timp să difuzeze în materialul din jur. Gradientii de temperatură vor fi mai mici, iar stratul de remodelare mai gros, de ordinul a $10 \mu\text{m}$, cu un ordin de mărime mai mare decât la laserele cu plasmă metalice.

Alături, este prezentată o partiționare tridimensională a unui bloc de aluminiu, latura fiecărui cub fiind de $500 \mu\text{m}$, cu un șanț de separație de $100 \mu\text{m}$. Formele tăieturilor pot fi diverse, lățimea lor nedepășind $5-10 \mu\text{m}$.

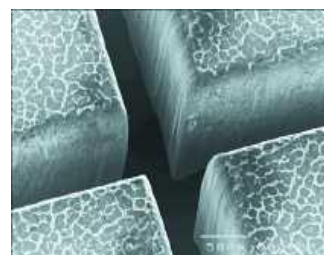
Abaterea colțurilor de la unghi drept este de ordinul a un grad, chiar în cazul prelucrării unor materiale foarte dure, sau cu o transparență ridicată, cum este diamantul.

Sudura cu fascicul laser

În funcție de tipul materialelor care trebuie sudate, dimensiunile sudurilor pot fi de ordinul milimetrilor, până la $10 \mu\text{m}$. O clasă importantă de aplicații este medicina, la tăierea și suturarea



Tăieturi tridimensionale într-un bloc de aluminiu



Tăietură într-un diamant cu grosimea de $350 \mu\text{m}$

țesuturilor moi, sau la implanturi, unde sunt evitate sângerările. În astfel de aplicații se utilizează lasere acordabile, care pot fi reglate pe frecvența de absorbție a țesuturilor țintă.

Sisteme de gravare

Este cea mai răspândită aplicație a laserelor de puteri mici.

Gravare pe suprafață

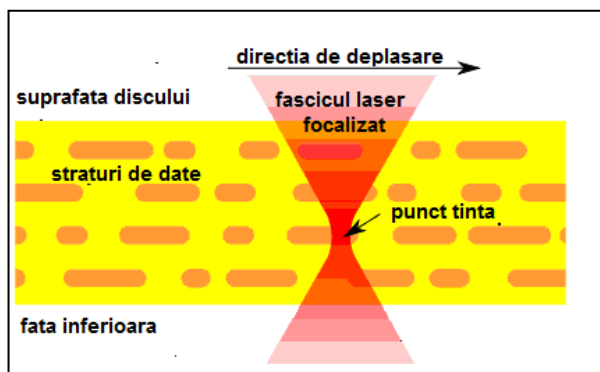
Se utilizează diode laser de circa 1W. Aplicațiile uzuale sunt cele de inscripționare, inclusiv coduri de bare.



Gravarea în volum

Gravarea în volum se face în materiale transparente pentru lungimea de undă folosită, pragul transformării ireversibile a proprietăților materialului fiind obținut prin focalizarea fascicului la adâncimea dorită. La proiectare, trebuie să se țină seama, în egală măsură, de material (ale cărui proprietăți sunt precis controlate), de laser (lungimea de undă, intensitatea), și de proces în sine (succesiunea operațiilor).

Aplicațiile cele mai cunoscute sunt înregistrarea datelor pe discurile optice și imprimarea în profunzime.



Lasere de înaltă tehnologie

Proiectul *Extreme Light Infrastructure* (ELI) prevede construirea, la Măgurele, a unui ansamblu de două lasere cu puterea de 10PW fiecare.

Caracteristicile tehnice se pot consulta la adresa http://www.nano-link.net/e-newsletter_NANOPROSPECT/supliment_e-news6/ELI-NP-WhiteBook.pdf.

În rezumat, acestea sunt (reproducere din proiectul original).

1. Ability to fulfill required specifications:
 - a) Peak pulse power of the order of 10 PW or more per one amplifier chain
 - b) Pulse-width of the re-compressed amplified pulse 25-160 fs
 - c) Rep-rate 1/10 – 1/60 Hz
 - d) Ns & ps contrast $>10^{12}$
 - e) Focused laser intensity $\geq 10^{23}$ W/cm² (laser beam focused near the diffraction limit)
2. Existing techniques proved by the long term laser facilities operation (e.g. 200 TW Ti:sapphire CPA laser systems)
3. Existing laser components and devices necessary to reach 10 PW power class (e.g. 40 cm diameter DKDP crystals, large aperture Nd:glass disks)
4. Required laser components and devices that could be probably developed in the next years (20 cm diameter Ti:S rods; Nd:YAG, Yb:YAG, Nd:glass, diode pumped lasers; diffraction gratings, etc.)