

Fyzikální princip laseru

Vypracoval: Dana Skácelová

Datum: 1.12.2007

Slovo LASER pochází z počátečních písmen anglického názvu „*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*“, což by se dalo přeložit jako „zesílení světla pomocí vynucené emise záření“. Z čehož vylývá, že laser je zařízení, které přeměňuje dodávanou energii na laserové světlo. Princip laseru předpověděl již v roce 1916 Albert Einstein, ale k realizaci samotného zařízení došlo až v roce 1960, kdy fyzika a technologie dosáhly potřebného stupně vývoje.

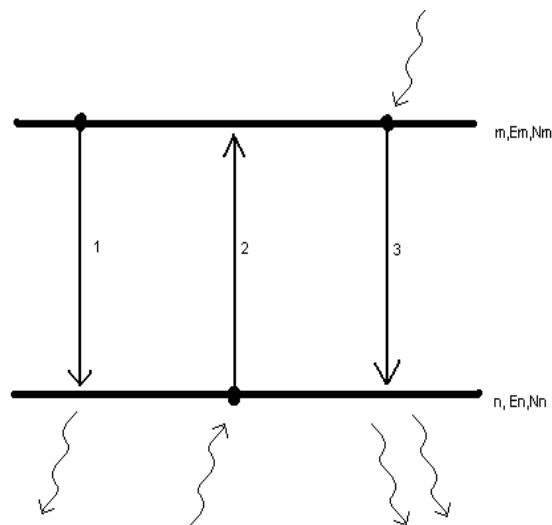
1. Teorie záření
2. Inverse kvantových soustav
3. Rezonátory
4. Způsoby dosažení inverze

1. Teorie záření

Je-li částice v příslušném energetickém stavu, může dojít ke zvýšení nebo snížení její energie tím, že absorbuje nebo emituje energetické kvantum odpovídající podle Bohrovy podmínky energetickému rozdílu mezi počáteční a konečnou hladinou. Tyto procesy nazýváme zářivými a tvoří podstatu funkčních mechanismů v aktivním prostředí kvantových generátorů- laserů a maserů.

Mezi dvěma energetickými hladinami E_m a E_n (kde $m > n$) atomu nebo molekuly může dojít k těmto typům přechodů(obr.1):

1. Spontánní emise - zářivý kvantový přechod z vyšší hladiny na nižší. Tento přechod nezávisí na vnějším elektromagnetickém poli. Pravděpodobnost tohoto záření za jednotku času se rovná $P_{\text{spont}} \sim A_{mn}$. Spontánní emise je nekoherentní záření a má charakter šumu.
2. Absorbce - zářivý kvantový přechod z nižší hladiny na vyšší, který je podmíněn interakcí částice s vnějším elektromagnetickým polem. Pravděpodobnost absorpce za jednotku času je $P_{\text{abs}} \sim \rho(\nu)B_{nm}$.



Obr.1

3. Vynucená (stimulovaná) emise - přechod z vyšší hladiny na nižší, který je podmíněn interakcí částice se stimulujícím elektromagnetickým polem. Kmitočet stimulujícího záření musí odpovídat energetickému rozdílu mezi uvažovanými hladinami. Pravděpodobnost tohoto přechodu je $P_{\text{stim}} \sim \rho(\nu)B_{mn}$. Stimulovaná emise zachovává fyzikální vlastnosti stimulujícího záření (směr, polarizaci).
4. Relaxační přechody - přechody mezi dvěma hladinami, které jsou vyvolány nejrůznějšími interakčními mechanismy v systému (srážky, vibrace krystalové mřížky..)

Koeficienty A_{mn} , B_{mn} , B_{nm} jsou Einsteinovy koeficienty, $\rho(\nu)$ je hustota energie v jednotce objemu.

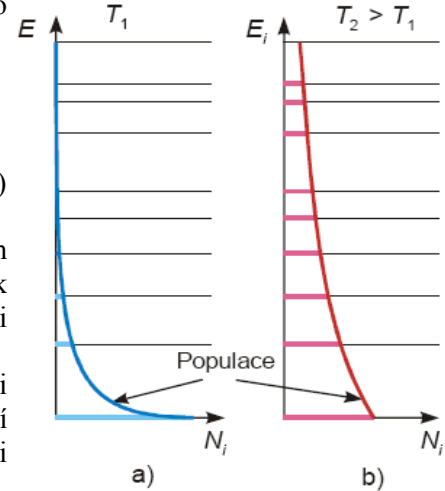
Příslušné energetické stavy E_1, E_2, \dots, E_i se obsazují podle zákonů statistické fyziky. Tyto zákony splňují podmínku zachování energie soustavy a za termodynamické rovnováhy podmínku dosažení maximální entropie systému.

Obsazení jednotlivých energetických hladin je dáno Boltzmannovým rozdělením:

$$N_i = N_0 e^{-\frac{E_i - E_0}{kT}} \quad (1)$$

kde N_i je počet částic s energií E_i , N_0 je počet částic v základním stavu, tj. ve stavu s nejnižší energií E_0 , T je termodynamická teplota, k Boltzmannova konstanta. Počet částic majících určitou energii označujeme jako *populace hladiny*.

Boltzmannův zákon je graficky znázorněn na obr.2. Při nízkých teplotách T_1 jsou významně populovány pouze nejnižší energetické hladiny, při vyšších teplotách $T_2 > T_1$ jsou již populovány i hladiny vyšší.



Obr.2

V termodynamické rovnováze se zachovává populace jednotlivých hladin. Proto počet přechodů z hladiny E_m na hladinu E_n je stejný jako počet přechodů z hladiny E_n na hladinu E_m . Přitom počet přechodů z určité hladiny je úměrný počtu částic v této hladině, tj. populaci této hladiny:

$$P_a = P_{stim} + P_{spont} \quad (2)$$

$$N_n B_{nm} \rho(\nu) = N_m B_{mn} \rho(\nu) + N_m A_{mn} \quad (3)$$

Při splnění podmínky (1) a úpravou rovnice (2) dostáváme

$$\rho(\nu) = \frac{A_{mn}}{B_{nm} e^{\frac{h\nu}{kT}} - B_{mn}} \quad (4)$$

Uvážíme-li Planckův vyzařovací zákon určující spektrální hustotu energie rovnovážného záření $\rho(\nu)$ vysílaného látkou při teplotě T

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (5)$$

dostaneme porovnáním (4), (5):

$$B_{nm} = B_{mn} = B \quad (6)$$

$$\frac{A_{mn}}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (7)$$

tj. koeficienty absorpce a stimulované emise jsou si rovny.

Rovnost Einsteinových koeficientů (6) implikuje velmi důležitou informaci: Počet přechodů stimulované emise $N_m B \rho(\nu)$ je za normálních okolností vždy podstatně menší, než počet přechodů absorpce $N_n B \rho(\nu)$, neboli $N_m \ll N_n$. To je příčinou známé skutečnosti, že při průchodu světelného paprsku hmotným prostředím dochází obvykle k zeslabení a nikoliv k zesílení intenzity světla.

2. Inverze kvantových soustav

Základní podmínkou funkce laserů je dosažení převahy stimulované emise nad spontánní emisí i absorbcí. Převaha emise nad absorbcí je nutná, má-li v soustavě dojít k zesílení, mají-li tedy převažovat vznikající fotony nad pohlcovanými.

Prochází-li záření prostředím, obsahujícím N_m soustav (atomů) v horním stavu a N_n atomů v dolním stavu, bude poměr emise k absorpci roven:

$$\frac{N_m B_{mn} \rho(\nu)}{N_n B_{nm} \rho(\nu)} = \frac{N_m}{N_n} \quad (8)$$

protože platí, že $B_{nm} = B_{mn}$. Všechno záleží tedy na poměru počtu soustav N v obou stavech. Máme-li dosáhnout zesílení, je třeba aby výše položená hladina byla početněji obsazena neboli aby nastala tzv. *inverse*. Inverse dosáhneme přívodem nějaké energie (např. světelné) zvenčí neboli tzv. čerpání (např. optické čerpání).

V statistickém souboru většího počtu kvantových soustav, který se nachází v tepelné rovnováze, závisí stupeň obsazení energetických hladin na jejich energii podle vztahu (1), takže za tepelné rovnováhy za všech kladných a nenulových hodnot T máme vždy $N_n > N_m$ (vyšší hladina méně obsazena, převažuje absorpce)

Za neustálených podmínek však vztah (1) neplatí a je možné i $N_n < N_m$.

3. Rezonátory

Předpokládejme, že v jistém objemu prostoru, obsahujícím atomy nebo ionty, schopné emise fotonů, bylo dosaženo inverze, tj. vyššího obsazení vyšších energetických hladin, a že tato inverze je dostatečná pro vznik relaxačních kmitů. Jakýkoliv foton, který dopadne náhodně do této soustavy a má vhodný kmitočet, způsobí uvolnění energie a stimulovaný hromadný přechod atomů nebo iontů do nižšího stavu. O tom, jak bude vypadat dané pole elektromagnetického záření, rozhodnou obecně vlastnosti objemu s aktivními atomy. Tvar musí být takový, aby interferencí vln probíhajících v objemu nebyly tyto vlny zeslabovány, nýbrž se vzájemně zesilovaly a tvořily časově stabilní stojaté vlnění. Dutina vyhovující těmto podmínkám se nazývá *rezonanční dutina*, neboli *rezonátor*.

Rezonátory jsou nejčastěji tvořeny dvěma dokonale odraznými zrcadly nastavenými do jedné optické osy (Fabri-Perotův rezonátor). V prostoru mezi zrcadly, vyplněnými částečně nebo úplně aktivním prostředím musí stojaté vlnění splňovat podmínku

$$n \lambda' = 2L \quad (9)$$

kde n je přirozené číslo, L délka rezonátoru, $\lambda' = \frac{\lambda}{n_i}$ délka vlny v aktivním prostředí, λ délka vlny ve vakuu, n_i je index lomu prostředí rezonátoru.

Při splnění této podmínky se mnohonásobnými odrazy prodlužuje aktivní délka laseru, tím se zvyšuje počet fotonů, které vznikají lavinovou reakcí. Dochází tedy k *zesílení* elektromagnetického pole.

Kvalita rezonátorů je dána ztrátami, které vznikají:

- nevlastním rozptylem a absorbcí
- difrakcí
- nedokonalým odrazem

Zesílení záření o intenzitě I je pak popsáno vztahem

$$I \simeq I_0 e^{(G-G_z)L} \quad (10)$$

kde G je koeficient kvantového zesílení, G_z koeficient ztrát a L je délka aktivního prostředí. Koeficient zisku závisí na frekvenci, $G \simeq \rho(\nu)$ a roste úměrně s rozdílem obsazení hladin $G \sim \Delta N$.

4.Způsoby dosažení inverze

Metoda rezonančního čerpání

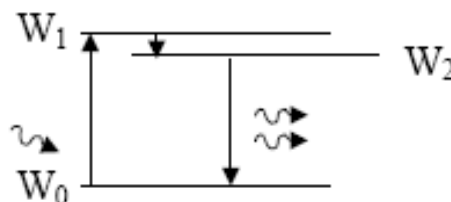
Dvouhladinový systém

U dvouhladinových soustav (obr.1) je třeba k dosažení inverze nějaké jiné energie, než je energie fotonů (jiného čerpání než optického). To je dáno tím, že budící světlo by bylo schopno převádět soustavu nejen z nižší úrovně na vyšší, ale i naopak. Jakkoliv silné buzení tedy nedosáhne inverze, nýbrž se jen přiblížíme stavu, kdy $N_m \rightarrow N_n$

Dosahnout inverze u dvouhladinových laserů lze pouze pulzně a to v mikrovlnné oblasti. Avšak dvouhladinová inverze je důležitá pro lasery na bázi polovodičů, která vzniká na styku dvou oblastí s různým typem vodivosti (P-N přechod).

Tříhladinový systém

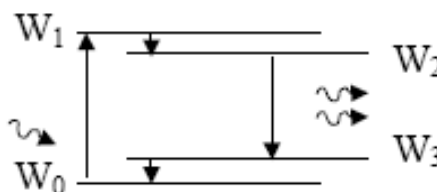
Pro lasery čerpané opticky tj. absorpcí světelné energie, je třeba alespoň tři energetických hladin. Nejobvyklejší je schéma na obr.3. Do soustavy dopadá optické čerpací záření, které je absorbováno a převádí elektrony z úrovně 0 do úrovně 1. Inverze bude možná tehdy, bude-li soustava mít zvláště vysokou pravděpodobnost přechodu elektronu z úrovně 1 do hladiny 2 (tento přechod může být i nezářivý). Jakmile dosáhne intenzita čerpacího záření jisté prahové hodnoty, poklesne obsazení hladiny 0 natolik, že bude $N_2 > N_0$.



Obr.3

Čtyřhladinový systém

Stejně jako u tříhladinového laseru působí i zde záření s fotony o frekvenci ν_{01} , které převádí elektrony ze základní úrovně na hladinu 1, odkud nastává rychlý spontánní přechod na metastabilní úroveň 2. Přímý návrat z 2 do 0 je zde zakázán, emise nastává tedy při přechodu z 2 do 3, odkud se elektron vrací do 0 nezářivým přechodem.



Obr.4

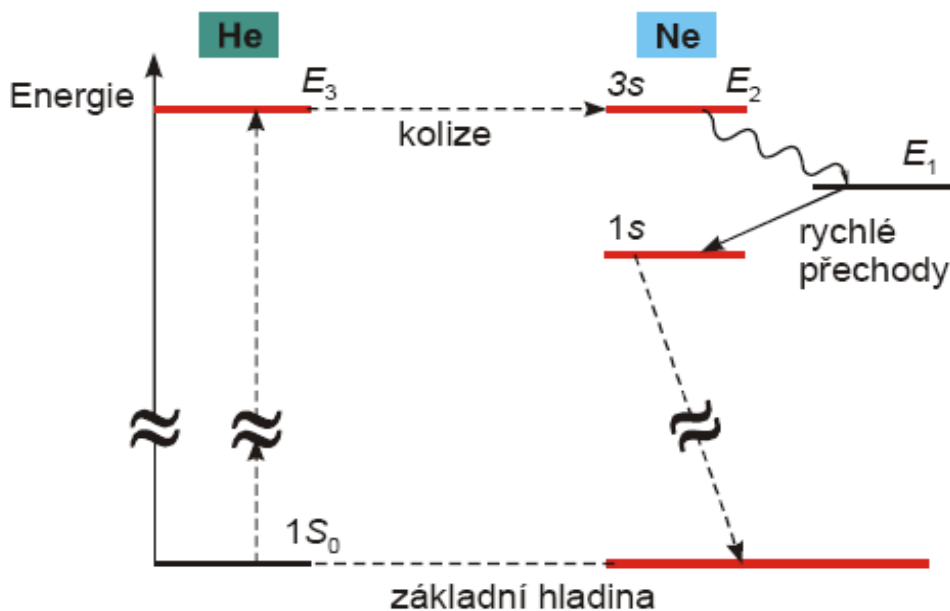
Metoda buzení srážkami ve výboji v plynech

Převážná většina budících mechanismů v plynových laserech je založena na nepružných srážkách mezi budící částicí (elektron, atom, molekula) a aktivním atomem nebo molekulou. Plyné aktivní prostředí se skládá buď z funkčních atomů nebo molekul, nebo ze směsi dvou plynů, z nichž jednoho se používá k vybuzení druhého do příslušného energetického stavu.

Jako příklad čtyřhladinového systému plyného laseru lze uvést helium-neonový laser. Aktivní prostředí tohoto laseru je tvořeno směsí helia a neonu v poměru 10:1. Schéma energetických hladin obou prvků, které jsou důležité pro činnost laseru, je na obr.5.

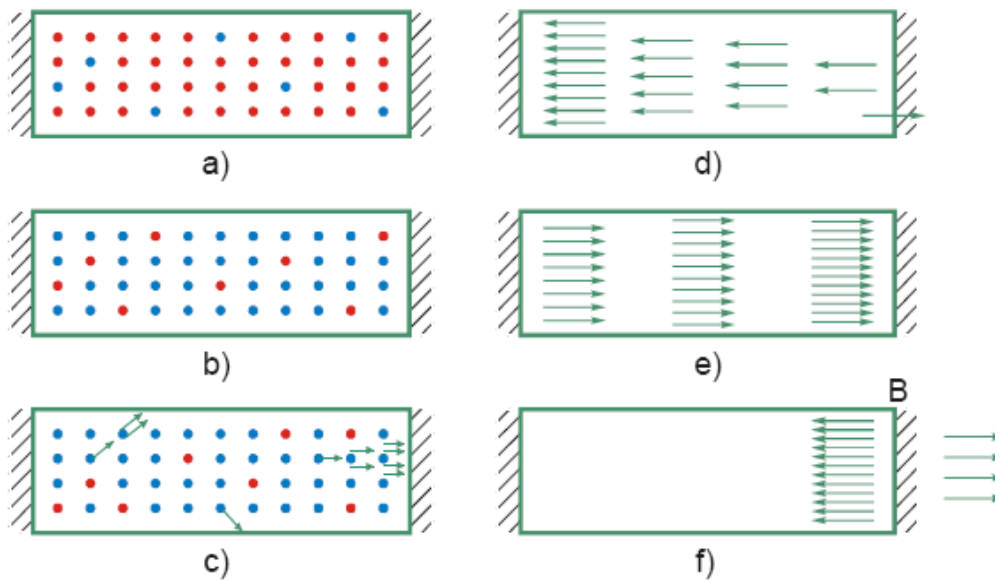
V procesu pumpování laseru je převedeno aktivní prostředí z rovnovážného stavu do stavu inverzní populace. V případě He-Ne laseru je elektrickým výbojem dodávána energie atomům He, které jsou tak převedeny do vyšších excitovaných energetických hladin, z nichž nezářivými přechody přejdou do hladiny,

kteřá je na obr. označena jako E_3 . Srážkami je tato energie předána atomům Ne, neboť jejich excitovaná hladina označená jako E_2 je energeticky blízká hladině E_3 helia. Hladina E_2 neonu se označuje jako *metastabilní*, protože pravděpodobnost přechodu na nižší hladinu je malá. Hladina E_2 má tak dostatečně dlouhou dobu života, aby mohla být vytvořena větší populace této hladiny v porovnání s populací hladiny E_1 . Dále je požadováno, aby pravděpodobnost přechodů z hladiny E_1 na nižší byly velké, tj. aby se populace hladiny E_1 nezvyšovala. Toto jsou dvě podmínky nutné k tomu, aby se vytvořila a udržela inverzní populace hladin E_2 a E_1 .



Obr.5

Schématicky jsou jednotlivé fáze laseru znázorněny na obr.6. Rovnovážný stav je charakterizován vyšší populací nižšího energetického stavu (obr.a). Při buzení laseru vzniká inverzní populace (obr.b). Náhodný foton energie $h\nu = E_2 - E_1 = \Delta E$, který dopadne na uvažovaný systém, vyvolá obecně absorpci a stimulovanou emisi. Jestliže je mezi hladinami dosažena inverzní populace, je počet přechodů z vyšší na nižší hladinu větší než počet přechodů z nižší hladiny na vyšší a stimulovaná emise tak převládá nad absorpcí. Výsledkem jednoho aktu stimulované emise je vznik dvou koherentních fotonů, tj. fotonů majících stejnou frekvenci, polarizaci, fázi a šířící se stejným směrem (obr.c). Tyto dva fotony vyvolají další dvě stimulované emise za vzniku čtyř koherentních fotonů a tento proces se může laviinovitě šířit v aktivním prostředí s inverzní populací. Náhodný foton, který směřuje mimo osu trubice, nevyvolá významné šíření laviinového děje, protože je brzy pohlcen ve stěnách trubice (obr.c). Naopak stimulovaná emise se významně laviinovitě šíří podél osy trubice (obr.d). Zrcadla na koncích rezonátoru navíc prodlužují účinnou dráhu, na které dochází k pokračování tohoto procesu. Zrcadlo v místě B rezonátoru je částečně propustné, takže část fotonů, které chceme činností laseru získat, tudy vystupují (obr.f).



Rezonátor laseru a lavinovité šíření stimulované emise: (a) rovnovážný stav aktivního prostředí, (b) inverzní populace, (c) stimulovaná emise vyvolaná dopadem náhodného fotonu, (d-f) lavinovité šíření stimulované emise podél osy rezonátoru, (f) výstup části fotonů. Prázdný kroužek znázorňuje částici ve stavu s energií E_1 , plný kroužek částici ve stavu s energií E_2 .

Obr.6

Literatura:

1. http://www.vscht.cz/ufmt/cs/pomucky/hofmannj/docs/FII_skripta.pdf
2. K.Pátek – Lasery- kvantové generátory světla
3. J.Blabl, T.Šimeček, V.Trkal – Kvantové generátory světla (lasery a masery)