

Laser a princip jeho činnosti

Kvalitativně novým typem světelného zdroje, svým principem v zásadě odlišným od „klasických“ zdrojů (výbojky, žárovky, světelné diody ...), je laser. Kvantový systém, nacházející se ve vzbuzeném elektronovém energetickém stavu, může přejít do některého stavu s nižší energií za současného vyslání kvanta elektromagnetického záření – fotonu. Tento přechod může proběhnout dvojím způsobem: *spontánní emisí* (luminiscencí) nebo *stimulovanou emisí*. Pro funkci laseru je důležitá druhá možnost. Předpokladem stimulované emise je, že na systém již působí elektromagnetické záření stejné frekvence jako má vyzařovaný foton. Pravděpodobnost stimulovaného přechodu je přímo úměrná hustotě energie tohoto záření a vyzářený foton je s tímto zářením koherentní. Tohoto jevu, při němž se energie předává z kvantového systému do elektromagnetického pole, lze využít ke generování a zesilování koherentního záření. Lasery jsou přístroje pracující na tomto principu v optické oblasti. Uvedeme poněkud bližší popis naznačených dějů podmiňujících činnost laseru, a sice pomocí koeficientů, zavedených Einsteinem v r 1917. Nech. se látka, v níž chceme vyvolat laserový efekt, skládá se ze vzájemně neinteragujících atomů, u nichž budeme uvažovat dvě energetické hladiny: W_1 (základní hladina) a W_2 . Je-li látka vložena do pole záření s frekvencí $\nu_{12} = (W_2 - W_1)/h$ a spektrální hustotou $\rho(\nu_{12})$, budou atomy absorbovat kvanta o energii $h\nu_{12}$. Čím více bude atomů v objemové jednotce a čím vyšší bude spektrální hustota záření („intenzita světla“), tím vyšší počet absorpčních aktů za sekundu P_a můžeme očekávat:

$$P_a = B_{12}N_1\rho(\nu_{12}). \quad (7.1)$$

Zde N_1 je počet atomů v základním stavu s energií W_1 a B_{12} je konstanta úměrnosti zvaná *Einsteinův koeficient absorpce*.

Atomy, jež se dostanou do vzbuzeného stavu, mohou, jak již bylo řečeno, vyzářit získanou excitační energii dvěma způsoby: bez interakce s polem záření, t.j. spontánní emisí, nebo prostřednictvím interakce s polem - stimulovalovanou emisí. Spontánní emise (v tomto případě též někdy nazývaná rezonanční fluorescencí) nastává v čase náhodně, nekoherentně a je vysílána izotropně do všech směrů v prostoru. Počet aktů spontánní emise za jednu sekundu je pak úměrný pouze počtu atomů N_2 ve vzbuzeném stavu

$$P_e^{spont} = A_{21}N_2, \quad (7.2)$$

t.j. nezávisí na $\rho(\nu_{12})$. Konstanta úměrnosti A_{21} se nazývá *Einsteinův koeficient spontánní emise*. Počet aktů stimulované emise je naopak závislý na hustotě záření a je zřejmě též úměrný N_2 , tedy

$$P_e^{stim} = B_{21}N_2\rho(\nu_{12}). \quad (7.3)$$

Zde konstanta úměrnosti B_{21} je t.z.v. *Einsteinův koeficient stimulované emise*. Důsledkem každého aktu stimulované emise je tedy přírůstek počtu fotonů, které, jak se ukazuje, mají *stejný směr* a stejný stav polarizace jako stimulující fotony z pole $\rho(\nu_{12})$. Takto tedy může docházet k zesílení světelného svazku v daném směru pomocí stimulované emise.

V tepelné rovnováze nastane kvazistacionární stav, $P_a = P_e^{stim} + P_e^{spont}$, tedy pomocí (7.1) - (7.3)

$$B_{12}N_1\rho(\nu_{12}) = A_{21}N_2 + B_{21}N_2\rho(\nu_{12}). \quad (7.4)$$

Přitom ovšem pro obsazení hladin musí platit také

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{(W_2-W_1)}{kT}} = e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT}}. \quad (7.5)$$

Vyloučením N_1 , N_2 z (7.4) a (7.5) dostáváme

$$\rho(\nu_{12}) = \frac{A_{21}}{B_{12}\exp(h\nu_{12}/kT) - B_{21}}. \quad (7.6)$$

Vzpomeneme-li si nyní na Planckův zákon určující spektrální hustotu energie rovnovážného záření $\rho(\nu)$ vysílaného látkou při teplotě T

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (7.7)$$

dostaneme porovnáním (7.6) a (7.7) ihned

$$B_{12} = B_{21} = B \quad (7.8)$$

(t.j. koeficienty absorpce a stimulované emise jsou si rovny) a

$$\frac{A_{21}}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}. \quad (7.9)$$

Rovnost Einsteinových koeficientů (7.8) implikuje velmi důležitou informaci: Počet aktů stimulované emise $BN_2\rho(\nu_{12})$ je za normálních okolností vždy podstatně menší nežli počet aktů absorpce $BN_1\rho(\nu_{12})$, nebo. v optickém oboru ($h\nu_{12} \approx 2 - 3\text{eV}$) a za normální teploty ($kT \doteq 0,025\text{eV}$) je dle (7.5) $N_2 \ll N_1$. To je příčinou všeobecně známé skutečnosti, že při průchodu světelného paprsku hmotným prostředím dochází obvykle k zeslabení a nikoli zesílení intenzity světla.

Pokud ovšem nějakým způsobem zařídíme, aby platilo $N_2 > N_1$ (viz níže), bude se záření zesilovat. Kromě toho ale ještě k získání dostatečného zesílení je nezbytné zajistit mnohonásobný průchod záření zesilujícím prostředím, což se realizuje vložením aktivního prostředí do rezonátoru. U laserů se používá t.zv. otevřených rezonátorů, z nichž nejjednodušším může být známý Fabryho-Perotův rezonátor. Působením rezonátoru navíc dochází ještě k podstatnému zvýšení monochromatickosti emitovaného záření.

Aby se tedy látka vykazující luminiscenci s emisním spektrem $\rho(\nu)$ mohla stát zdrojem koherentního laserového záření (tj. aktivním prostředím laseru), je třeba splnit v zásadě dvě podmínky

1. Obsazení N_2 horní hladiny zářivého přechodu mezi elektronovými stavy musí být vyšší nežli obsazení dolní hladiny N_1 (tzv. inverzní populace hladin): $\Delta N = N_2 - N_1 > 0$. Zesílení záření o intenzitě I je pak popsáno vztahem

$$I \simeq I_0 e^{(g - \alpha)l}, \quad (7.10)$$

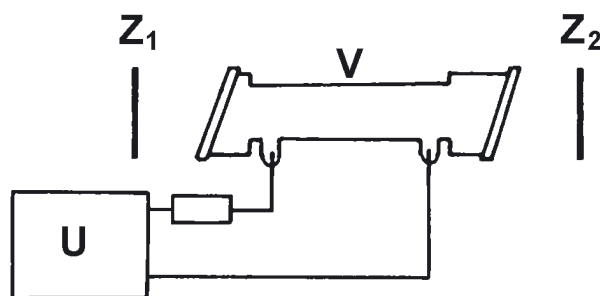
kde g je koeficient zisku, α je koeficient ztrát a l délka aktivního prostředí. Koeficient zisku závisí na frekvenci, $g \approx \rho(\nu)$, a roste úměrně s rozdílem obsazení hladin, $g \sim \Delta N$.

2. Látka musí být umístěna v rezonátoru, tj. mezi dvě planparalelní zrcadla (Fabryho-Perotův rezonátor), která zajišťují mnohonásobnými odrazy kladnou zpětnou vazbu zesilující záření vzniklé stimulovanou emisí.

K dosažení inverzní populace hladin je třeba pochopitelně dodat aktivnímu prostředí energii; tento proces se nazývá *čerpání*. V různých typech laserů se používá různých způsobů čerpání.

Helium-neonový laser

Aktivní prostředí je tvořeno výbojovou dráhou výbojky plněné směsí helia a neonu. Čerpání je realizováno elektrickým výbojem, v němž se atomy helia budí do vyšších energetických stavů. Tyto atomy pak předávají při srážkách energii atomům neonu. Stimulované emise při přechodech takto vzbuzených atomů neonu na nižší energetické hladiny se pak využívá ke generaci koherentního záření. Jedno z možných uspořádání takového laseru ukazuje obr. 7,4.



Obr. 7,4 Helium–neonový laser

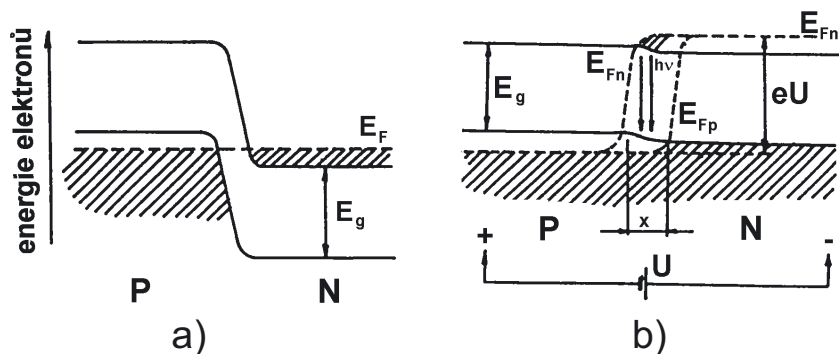
Mezi zrcadly Z_1 , Z_2 tvořícími rezonátor laseru je umístěna výbojka V , napájená ze zdroje U . Jedno z obou zrcadel je polopropustné a umožňuje tak výstup generovaného světelného svazku. Čelní plochy výbojové trubice bývají skloněny v Brewstеровě úhlu, aby se zde intenzita paprsku zbytečně nesnižovala nežádoucím částečným odrazem (to platí pro vhodnou polarizaci - viz odst. 1.5; světlo laseru je v tomto případě polarizované.) Z hlediska pracovního režimu je tento typ laseru kontinuální, tj. generace záření probíhá nepřetržitě, na rozdíl od pulsních laserů, kde vybudování systému a vyzáření proběhne v krátkém okamžiku. Helium-neonové lasery nevynikají vysokým výkonem, na rozdíl od některých laserů pulsních. Význačnou vlastností generovaného světla je malá divergence svazku, jeho koherence a monochromatická. V tomto směru laser podstatně předčí klasické zdroje světla. Laserový svazek He-Ne laseru tak představuje vhodnou realizaci kvazirovinné prostorově omezené monochromatické světelné vlny pro účely praktika.

Polovodičový laser

Čerpání tohoto laseru se zajišťuje elektrickým proudem, tekoucím P - N přechodem v propustném směru. Elektronové energetické schéma P - N přechodu v silně legovaném polovodiči, jakého se používá pro výrobu polovodičových laserů, je znázorněno na obr. 7,5.

Na obr. 7.5a vidíme P - N přechod silně legovaného polovodiče (tj. s koncentrací příměsí $\geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) bez přiloženého napětí. Fermiova hladina E_F leží uvnitř valenčního (P -typ) resp. vodivostního (N -typ) pásu. Takový polovodič se též nazývá *degenerovaný*. E_g značí šířku zakázaného pásu, vyšrafované stavy jsou obsazeny elektrony.

Obr. 7.5b ukazuje P - N přechod degenerovaného polovodiče při vnějším napětí U přiloženém v propustném směru. Je narušen rovnovážný stav. Fermiova hladina se rozdělí na Fermiovu hladinu pro elektrony E_{Fn} a pro díry E_{Fp} , v oblasti přechodu o tloušťce x nastává inverzní populace hladin a může probíhat stimulovaná emise

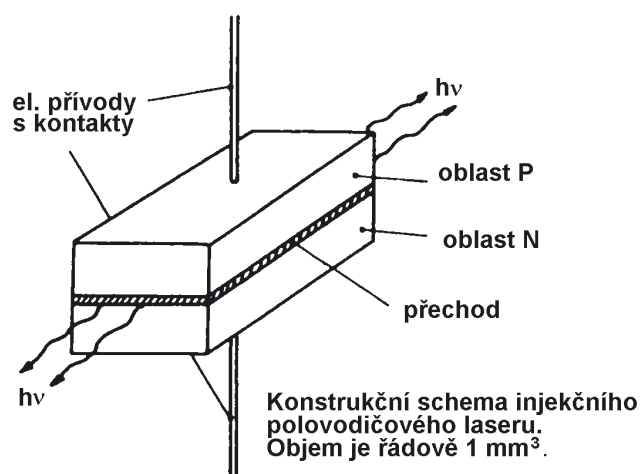


Obr. 7,5 a) P - N přechod v silně legovaném polovodiči bez vnějšího napětí. b) Vznik inverzní populace při přiložení vnějšího napětí U v propustném směru

fotonů s energií $h\nu$.

Z uvedeného je zřejmé, že v tenké oblasti takového P - N přechodu ($x \sim 1 \mu\text{m}$), jímž protéká proud v propustném směru, probíhá díky snížení potenciálové bariéry injekce minoritních nosičů proudu a tím i tzv. injekční elektroluminiscence, zcela analogicky jako u běžných polovodičových luminiscenčních diod. Pro dosažení funkce laseru však musí být splněny dvě podmínky uvedené výše. Inverzní populace hladin (jejíž podmínku lze v soulase s obr. 7,5b vyjádřit matematicky jako $eU \approx E_{Fn} - E_{Fp} > E_g \approx h\nu$) se dosahuje buď použitím silně legovaných polovodičů nebo i jinými způsoby. Kladná zpětná vazba se realizuje tím, že krystal polovodiče obsahující P - N přechod se broušením, resp. štípáním opracuje do tvaru hranolu tak, že jeho čelní stěny jsou kolmé k vrstvě P - N přechodu a tvoří tak Fabryho-Perotův rezonátor (viz obr. 7,6). Světlo, šířící se v rovině P - N přechodu, se pak díky mnohonásobným odrazům zesiluje. Odrazivost světla na rozhraní polovodič - vzduch má totiž dostatečně vysokou hodnotu. Tím se tedy v zásadě liší polovodičový laser od luminiscenční diody. Výroba laseru však klade také daleko vyšší nároky na kvalitu krystalu polovodiče, technologii jeho přípravy atd. Celá problematika je ve skutečnosti ještě poněkud složitější. Pro spolehlivý kontinuální provoz laseru je nutno připravit P - N přechod ve formě tzv. dvojité heterostruktury. Poznamenejme ještě, že současné moderní polovodičové technologie dokáží připravit polovodičové lasery s ještě mnohem složitější strukturou a s velmi vysokými výstupními výkony ve viditelné oblasti (řádově 100 mW). Podrobnější výklad však již vychází za rámec tohoto základního seznámení s problematikou.

Polovodičový laser tohoto typu se nazývá též *injekční laser* či *laserová dioda*. Studium jejich vlastností se zabývá úloha 7.2 Studium polovodičového GaAs/GaAlAs laseru.



Obr. 7,6 Nejjednodušší konstrukce polovodičového laseru

Literatura k části I

- [I-1] J. Fuka, B. Havelka: Optika, SPN, Praha 1961.
- [I-2] E. Klier: Optika, Skriptum SPN, MFF UK Praha 1978.
- [I-3] K. Vacek, Z. Berger: Úvod do experimentální fyziky IV. Optika, skriptum SPN, MFF UK pro posluchače přírodovědecké fakulty, Praha 1972.
- [I-4] M. Born, E. Wolf: Principles of Optics, Pergamon Press, Oxford 1980.
- [I-5] L. .trba: Všeobecná fyzika 3-Optika, Alfa, Bratislava 1979.
- [I-6] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: Základy fotoniky svazek 1, Matfyzpress, Praha 1994.
- [I-7] J. Brož a kol.: Základy fyzikálních měření II (B), SPN, Praha 1974.
- [I-8] V. Petržílka: Fyzikální optika, Přírodovědecké vydavatelství, Praha 1952.

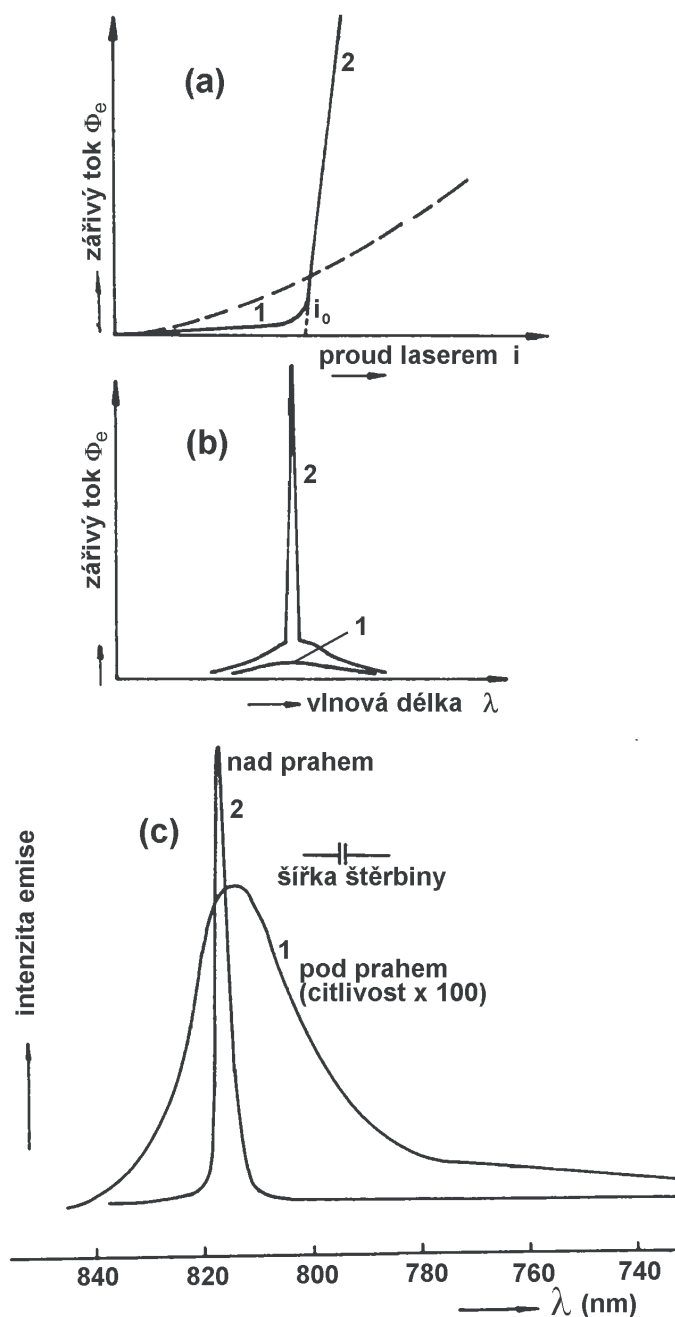
7.2 Studium polovodičového GaAs/GaAlAs laseru

Polovodičový injekční laser (laserová dioda) je čerpán elektrickým proudem procházejícím $P - N$ přechodem v propustném směru. Při průchodu proudu polovodičovým laserem vzniká při nízkých hodnotách proudu v oblasti přechodu pouze spontánní emise, tj. laser pracuje prozatím jen jako obyčejná elektroluminiscenční dioda. Emisní spektrum vysílaného záření je poměrně široké. Při zvyšování hodnoty proudu se zvyšuje koeficient zisku g a překročí-li proud určitou kritickou hodnotu i_0 , převýší zisk ztráty α ($g > \alpha$) a nastupuje zesílení záření stimulovanou emisí, tj. laserová dioda začíná pracovat jako skutečný laser. Proud i_0 se nazývá prahový proud. Po jeho překročení se spektrum emitovaného záření silně zúží, neboť daleko nejvíce jsou zesilovány vlnové délky v úzké oblasti spektra v okolí vlnové délky odpovídající maximu intenzity spontánní emise. Překročení prahového proudu se také projeví typickým způsobem v grafu závislosti vysílaného zářivého toku Φ_e na proudu tekoucím laserovou diodou (tzn. světelné charakteristice): směrnice této závislosti se v okolí bodu i_0 prudce zvýší. Všechny uvedené skutečnosti jsou schematicky znázorněny na obr. 7.2–1, kde křivky označené 1 (2) se vztahují k podprahové (nadprahové) situaci. Z obr. 7.2–1a je zároveň vidět, jak lze ze změřené světelné charakteristiky určit prahový proud i_0 . Obr. 7.2–1c ilustruje reálné poměry emisních intenzit nad i pod prahovým proudem i_0 .

Mezi důležité parametry laserové diody patří též její *výkonová účinnost* η , definovaná jako

$$\eta = \frac{\Phi_e}{P}, \quad (1)$$

kde $P = U \cdot i$ je elektrický příkon laserové diody. Hodnota η se může měnit dle kvality a typu laseru v rozmezí od cca 0.1 % až do desítek %. Obširnější výklad o polovodičových laserech lze nalézt např. v [1][2][3].



Obr. 7.2–1 (a) Světelná charakteristika laserové diody. (b), (c) Emisní spektrum laserové diody

Vznik laserových modů

Mezi odrazovými plochami laseru, které tvoří Fabryho-Perotův rezonátor o délce L , vzniká stojaté elektromagnetické vlnění a musí tedy platit

$$m \frac{\lambda_p}{2} = L \text{ čili } 2Lk_m = m2\pi, \quad (2)$$

kde m je celé číslo charakterizující vlnový mód, k_m příslušný vlnový vektor a λ_p značí vlnovou délku světla v polovodiči. Dostáváme proto dle (2) diskrétní laserové spektrum (na rozdíl od spektra luminiscenční diody, které je spojitě). Pro rozdíl velikostí vlnových vektorů dvou sousedních módů tedy platí

$$\Delta k = k_{m+1} - k_m = \pi/L. \quad (3)$$

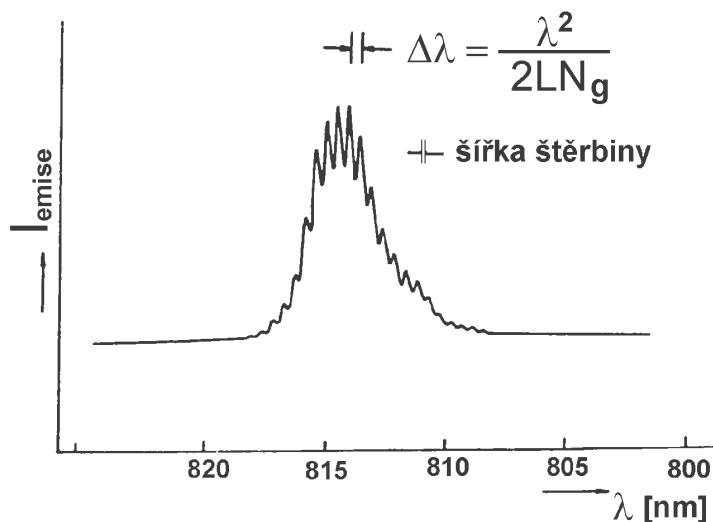
S použitím vztahů pro grupovou rychlost $v_g = \Delta\omega/\Delta k = c/N_g$ (N_g je t.zv. grupový index lomu) můžeme pomocí (3) vyjádřit vzdálenost dvou sousedních módů. Ve frekvenční oblasti tato vzdálenost činí

$$\Delta\nu = \frac{c}{2LN_g} \quad (4a)$$

a ve stupnici vlnových délek nabývá tvaru

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2LN_g}. \quad (4b)$$

Spektrum polovodičového laseru s namodulovanou modovou strukturou je ukázáno na obr. 7.2–2.



Obr. 7.2–2 Modová struktura emisního spektra laserové diody