

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Karel Pátek

Kvantové generátory světla a současný stav jejich výzkumu

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 9 (1964), No. 4, 205,206,207--222

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137546>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1964

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.

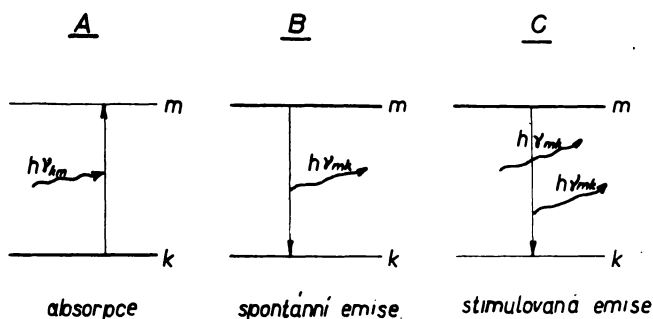


This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

KVANTOVÉ GENERÁTORY SVĚTLA A SOUČASNÝ STAV  
JEJICH VÝZKUMU

KAREL PÁTEK, Praha

Kvantový generátor světla neboli tzv. *laser*\*) je zdroj vysoce monochromatického koherentního záření optického oboru, zpravidla z oboru viditelného světla nebo infračerveného záření (zde se někdy uplatňuje název *iraser* — Infrared Amplification ...). Podstatný fyzikální rozdíl tohoto zdroje světla proti jiným dosud nejběžnějším spočívá v tom, že se zde uplatňuje stimulovaná emise záření na rozdíl od spontánní emise světla fungující v běžných zdrojích světla. Vezmeme-li si nejjednodušší



Obr. 1.

Tři základní typy kvantových přechodů mezi dvěma hladinami.

případ, totiž emisi světla při kvantovém přechodu nějaké soustavy mezi dvěma hladinami (obr. 1), můžeme pro pravděpodobnosti přechodu psát

$$P_{ab} = \text{pravděpodobnost absorpce} = b_{km} \cdot \varrho,$$

$$P_{sp} = \text{pravděpodobnost spontánní emise} = a_{mk},$$

$$P_{st} = \text{pravděpodobnost stimulované emise} = b_{mk} \cdot \varrho,$$

kde  $a_{mk}$ ,  $b_{km}$  a  $b_{mk}$  jsou Eisteinovy koeficienty, zavedené v jeho fenomenologické teorii záření. Ze statistických zákonů plynou pro tyto koeficienty relace

$$(1) \quad b_{mk} = b_{km}; \quad a_{mk}/b_{mk} = h\nu^3/c^2.$$

Odtud vidíme, že podmínkou pro převahu stimulované emise je jednak malá hodnota

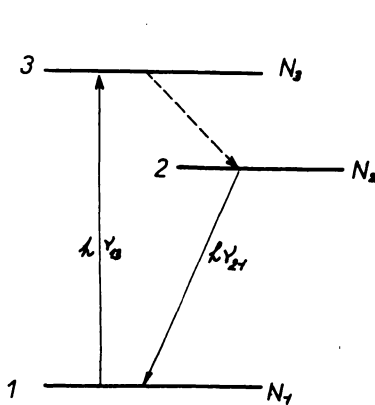
\*) LASER — Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

kmitočtu  $\nu$  (proto v oboru vlnových délek větších než optického oboru, v milimetrovém a centimetrovém oboru, u rozhlasových kmitočtů atd. převládá stimulovaná emise), jednak vysoká hustota záření  $\rho$  (neboť stimulovaná emise je úměrná hustotě stimulujícího záření, spontánní emise naproti tomu na ní nezávisí).

Převahu emise nad absorpcí nelze naproti tomu vzhledem k rovnosti  $b_{mk}$  a  $b_{km}$  ovlivnit jinak než tím, že uskutečníme tzv. inverzi, totiž převahu v počtu kvantových soustav v excitovaném stavu ( $m$  v obr. 1) nad počtem soustav v základním stavu ( $k$  v obr. 1). Inverze není ovšem možná v ustáleném stavu, kde Boltzmanův zákon žádá, aby

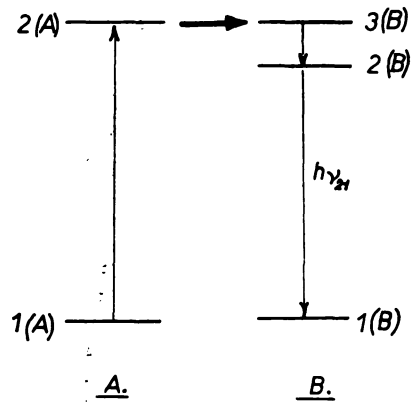
$$(2) \quad N_m/N_k = \exp \frac{W_k - W_m}{kT}$$

( $N_m$ , resp.  $N_k$  obsazení kvantové hladiny  $m$ , resp.  $k$ ), odkud ovšem pro  $T > 0$  plyne  $N_m < N_k$ . Inverze je uskutečnitelná v neustáleném stavu, přivádíme-li do soustavy



Obr. 2a.

Tříhladinová kvantová soustava v laserech v pevné fázi. Kmitočet  $\nu_{13}$  je čerpací (přívod excitační energie), na kmitočtu  $\nu_{21}$  dochází k inverzi (převaze  $N_2$  nad  $N_1$ ), zesilování a generaci záření.



Obr. 2b.

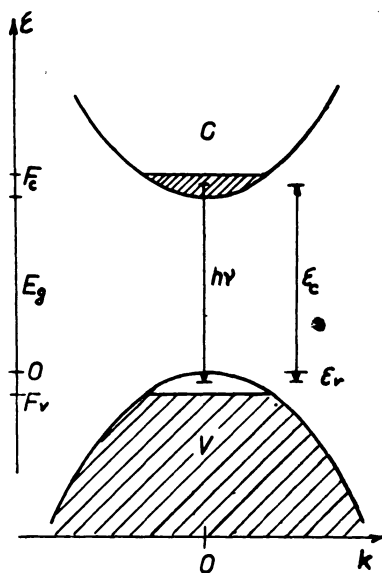
Soustava kvantových hladin v plynovém laseru. Excitace v soustavě  $A$  (přechod  $1(A) \rightarrow 2(A)$  na účet vnější elektrické energie) se přenáší do soustavy  $B$ , kde mezi  $2(B)$  a  $1(B)$  nastává inverze, atd.

z vnějška budící energii (světelnou, elektrickou nebo jinou). I v tomto případě můžeme popsat vzniklé obsazení hladin  $N_m$  a  $N_k$  vzorcem (2), kde ovšem bude  $T < 0$  — látka obsahující kvantové soustavy je ve stavu s negativní (statistickou) teplotou.

Prochází-li elektromagnetická vlna prostředím s inverzí (kmitočet procházejícího záření předpokládáme roven Bohrovu kmitočtu  $\nu$  pro kvantový přechod  $m \rightarrow k$ , tj.  $E_m - E_k = h\nu$ ), nebude její intenzita zeslabována, nýbrž zesilována (převaha stimulované emise nad absorpcí); navíc budou jednotlivé kvantové soustavy emitovat své fotony tak, aby jejich směr šíření a fáze souhlasily s procházející (stimulující)

elektromagnetickou vlnou. Bude-li pak převaha emise nad absorpcí dostatečně vysoká, aby se překonaly jiné vedlejší ztráty v soustavě, vzniknou relaxační kmity – máme generátor stimulované emise.

Podle způsobu, jak dosahujeme inverze, rozlišujeme tři základní typy dnes používaných laserů: laser v pevné fázi (obr. 2a), plynový laser (obr. 2b) a polovodičový laser (obr. 3). V prvním případě použijeme prostředí obsahujícího atomy nebo molekuly s třemi kvantovými hladinami (obr. 2a); do tohoto prostředí dopadá budící záření o kmitočtu  $\nu_{13}$ , převádějící atomy ze stavu 1 do stavu 3, odkud však soustava relaxuje spontánně a velmi rychle do stavu 2. Je-li přechod  $1 \rightarrow 3$  dostatečně intenzivní, přechod  $3 \rightarrow 2$  pak mnohem rychlejší než přechod  $2 \rightarrow 1$ , vznikne mezi hladinami 2 a 1 inverze. Vzniklé prostředí bude zesilovat elektromagnetické vlny kmitočtu  $\nu_{21}$ , případně začne samo kmitat na této frekvenci. Intenzitu záření  $\nu_{21}$  zvýšíme



Obr. 3.

Inverze v polovodiči – pásmové schéma. Při jisté koncentraci elektronů ve vodivostním pásmu, charakterizované kvazi-Fermiho úrovní  $F_c$ , a jisté koncentraci děr ve valenčním pásmu (kvazi-úroveň Fermiho  $F_v$ ) je přechod spojený s emisí fotonu  $h\nu$  pravděpodobnější než přechod opačný (absorpce). Polovodič pak zesiluje nebo generuje záření kmitočtu  $h\nu$ . Koncentraci elektronů v  $C$  (resp. děr ve  $V$ ) je možno udržet jen trvalým proudem částic zvnějška.

mimoto i tím, že prostředí ohraničíme odražejícími stěnami, např. postříbenými; vzniká rezonanční dutina s pokud možno minimálními ztrátami záření  $\nu_{21}$ .

Zcela analogicky je možno postupovat v druhém případě (obr. 2b), kdy však přechod  $1 \rightarrow 3$  obstarává energie elektrického výboje v plynu. V některých případech dáváme přednost směsi plynů  $A$  a  $B$ , kde v plynu  $A$  je absorbována elektrická energie (pochod  $1(A) \rightarrow 2(A)$ ), vzniklá excitační energie se srážkami atomů  $A$  s  $B$  přenáší na  $B$  (pochod  $2(A) \rightarrow 3(B)$ ), a mezi  $2(B)$  a  $1(B)$  vzniká inverze.

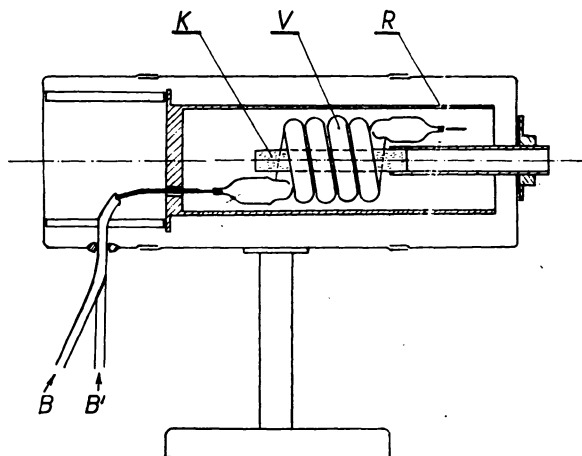
V třetím případě (obr. 3) je inverze způsobena přítomností jisté koncentrace elektronů ve vodivostním pásmu a jisté koncentrace děr ve valenčním pásmu. Díry a elektrony rekombinují za emise fotonu  $h\nu$ . Přitom není podstatné, zda se emise děje přímo (z pásu do pásu) nebo prostřednictvím nějakých lokálních úrovní (re-

kombinace např. z pásu do akceptorů atd.). Nerovnovážnou koncentraci elektronů v  $C$  a děr ve  $V$  dosahujeme stálým přívodem těchto nositelů proudu; máme zde tedy co činit s elektrickým buzením.

Uvedeným třem základním typům odpovídají i tři konkrétní provedení laserů.

### LASERY V PEVNÉ FÁZI (KRYSTALOVÉ)

Jejich aktivním elementem je tyčinka luminiscenčního materiálu (krystal nebo sklo), jehož luminiscenční centra mají požadované tři hladiny podle obr. 2a. Buzení se děje absorpcí světla výkonné výbojky, nejčastěji xenonové nebo rtuťové. Budící světlo vstupuje do tyčinky boční stěnou, hustota rezonančního záření v tyčince se zvyšuje reflexními vrstvami na čelních plochách. Jednoduché provedení se spirálovou xenonovou výbojkou ukazuje obr. 4, kde je krystal vložen do osy výbojky. Laser



Obr. 4.

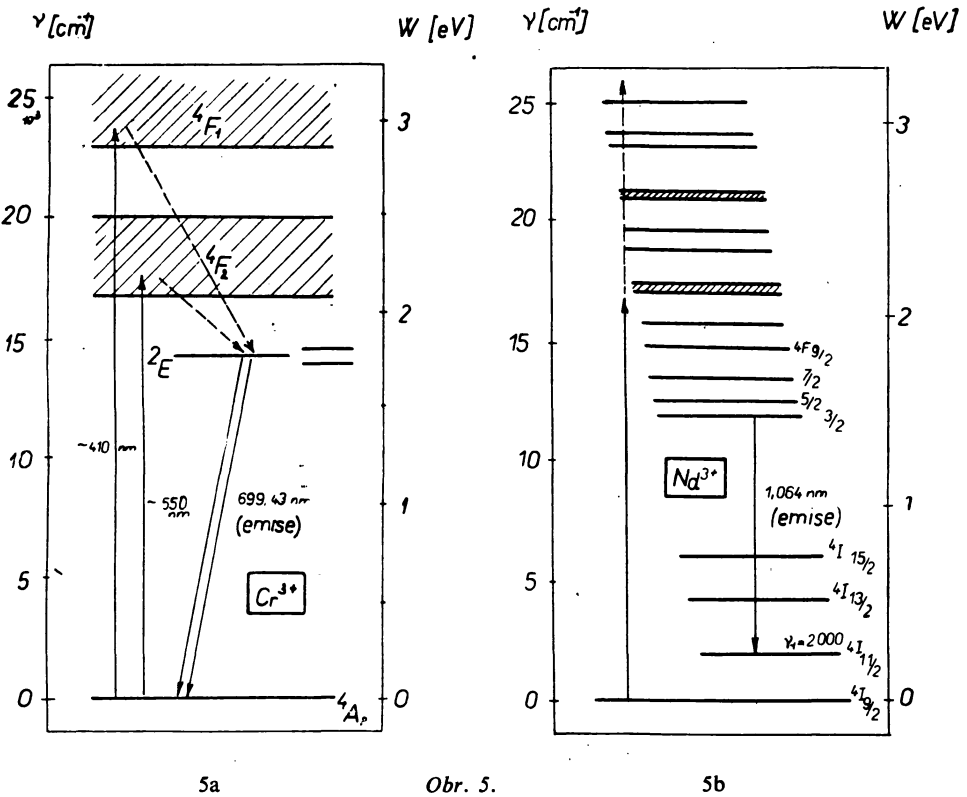
Laser v pevné fázi — jednoduchá konstrukce. V xenonové výbojce  $V$  obklopené reflexním obalem  $R$  je umístěn vlastní aktivní prvek laseru — krystal rubínu  $K$  opracovaný do tvaru optického rezonátoru (planparalelní čelní plochy pokovené pro vyšší odrazivost).

pracuje jenom pulsně, protože jenom pulsně je možno udržet požadovanou vysokou intenzitu budícího záření — proud několika kA výbojkou — a obejít se bez chlazení krystalu, který se i tak ohřeje během jedné ms o několik stupňů.

Jiné uspořádání používá přímé výbojky umístěné v jedné ose eliptického reflexního válce; v druhém ohnisku je krystal. Požadujeme-li kontinuální provoz laseru, je třeba se postarat o chlazení krystalu, např. tekutým dusíkem nebo kyslíkem.

Luminiscenčních látek pro lasery je dnes známo několik desítek. Nejběžnější a nejvýhodnější je rubín (krystal  $\text{Al}_2\text{O}_3$  s luminiscenčními centry v podobě iontů  $\text{Cr}^{3+}$ ), jehož hladiny jsou na obr. 5a. Emise je v červeném oboru (694,3 nm); dále krystaly

CaF<sub>2</sub> nebo CaWO<sub>4</sub> aktivované neodýmем (hladiny Nd<sup>3+</sup> jsou na obr. 5b, emise v infračerveném oboru o 1,06 μm) nebo samariem (hladiny luminiscenčního centra Sm<sup>2+</sup> viz obr. 5c; emise je v červeném oboru u 783 nm). Třetím typem kvantových

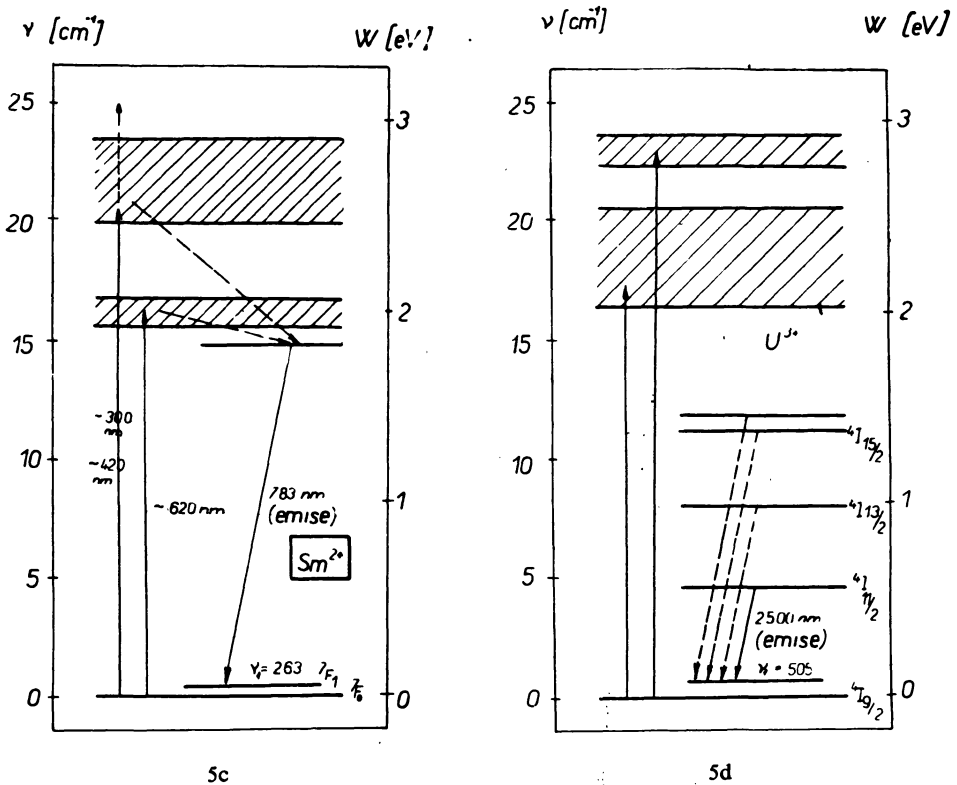


soustav laserů v pevné fázi jsou ionty uranu (U<sup>3+</sup>, viz obr. 5d, emise ve vzdálenějším IČ oboru u 2,5 μm). Jak patrné, jako aktivátory slouží vesměs ionty atomů s nezaplněnými vnitřními slupkami; jenom zde totiž nacházíme centra s dostatečně úzkými emisními čarami, tj. s vysokou hustotou zářivé energie v malém intervalu vlnových délek.

Základní parametry krystalového laseru jsou asi tyto: trvání pulsu xenonové výbojky typicky 1 ms, záblesk stimulované emise z krystalu zhruba stejného trvání má okamžitý výkon několika desítek kW a s celkovou vyzářenou energií desítek jouů má tvar svazku malé divergence (kolem 0,1°) a vysoké monochromaticnosti. Charakteristickým příznakem vzniku stimulovaných kmitů je vedle nízké divergence svazku především zúžení emisní čáry (o několik řádů proti šířce čáry spontánní emise); v některých případech pak i vznik relaxačních kmitů – emise se neděje monotonně, nýbrž v krátkých záblescích o délce kolem 1 μs.

Stimulovaná emise krystalového laseru se objeví od jistého prahového výkonu

budící výbojky (práh stimulované emise), kterým v aktivním prostředí vznikne jistá prahová inverze  $N_2 - N_1$ . Vzorec pro tento práh odvodíme jednoduchou úvahou: Je-li  $U(\nu)$  hustota záření,  $\Delta\nu$  šířka emisní čáry, je  $U(\nu)/2\Delta\nu$  spektrální hustota záření



Obr. 5.

Energetické úrovně ve čtyřech nejčastěji používaných iontech laserů v pevné fázi: a) trojmocný chrom (např. v rubínu), b) trojmocný iont neodymu (například v  $CaWO_4$  nebo skle), c) dvojmocné samarium (například v krystalu  $CaF_2$ ), d) trojmocný uran (rovněž obvykle v  $CaF_2$ ).

$\rho(\nu)$  z Einsteinových vzorců. Pravděpodobnost stimulované emise podle těchto vzorců je  $(N_2 - N_1) \cdot b_{21} \cdot \rho(\nu)$ , tedy intenzita

$$(3) \quad h\nu \cdot (N_2 - N_1) \cdot b_{21} \cdot \rho(\nu) = h\nu \cdot (N_2 - N_1) \cdot b_{21} \cdot \frac{U(\nu)}{2\Delta\nu},$$

resp.

$$(N_2 - N_1) \cdot a_{21} \cdot U(\nu) \frac{c^2}{2\Delta\nu \cdot \nu^2},$$

vezmeme-li ještě v úvahu poměr mezi  $a_{21}$  a  $b_{21}$  podle (1). Ztráty záření v dutině budeme charakterizovat časovou konstantou  $t_z$  (doba, během níž poklesne energie

záření na  $1/e$ ). Intenzita ztrát je pak

$$(4) \quad U(\nu) \cdot V/t_2.$$

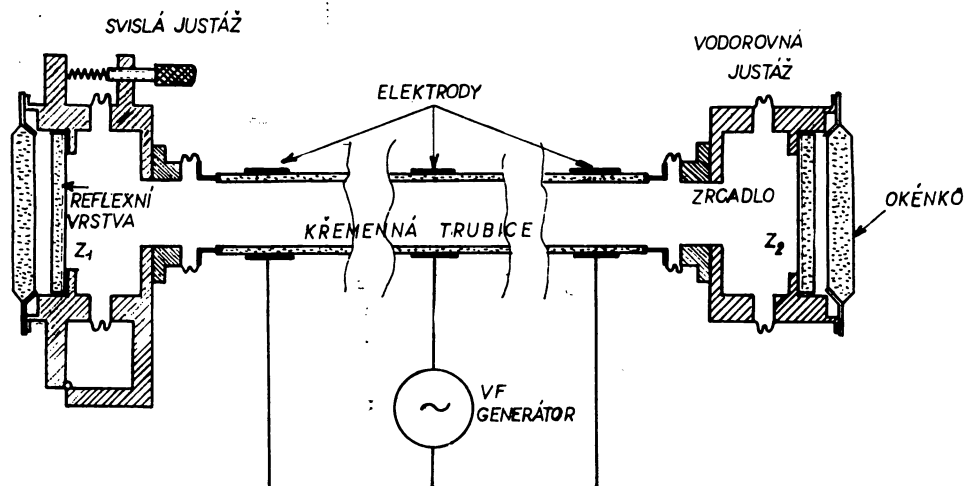
Při prahu stimulované emise je pak rovnováha mezi ztrátami (4) a emisí (3) neboli po jednoduché úpravě

$$(5) \quad \frac{N_2 - N_1}{V} \geq \frac{2\Delta\nu \cdot \tau}{\lambda^2} \cdot \frac{1}{t_z},$$

kde jsme ještě použili  $1/a_{21} = \tau$  – vlastní doba doznívání luminiscence (spontánní emise). Odtud vidíme, že nízký práh budou mít látky s krátkou dobou  $\tau$  a zejména s malou šířkou emisní čáry  $\Delta\nu$ , což je nejdůležitější parametr pro laser v pevné fázi vůbec.

### LASERY PLYNOVÉ

Jejich aktivním prostředím je sloupec plynu nebo směsi plynů v křemenné trubici, buzení absorpcí vysokofrekvenčního elektrického výkonu – obr. 6. Sloupec je zakončen zrcadly, které tvoří rezonanční dutinu. V jiném, rovněž značně rozšířeném uspořádání jsou zrcadla oddělena od trubice, jsou upevněna mimo ni a světlo z trubice



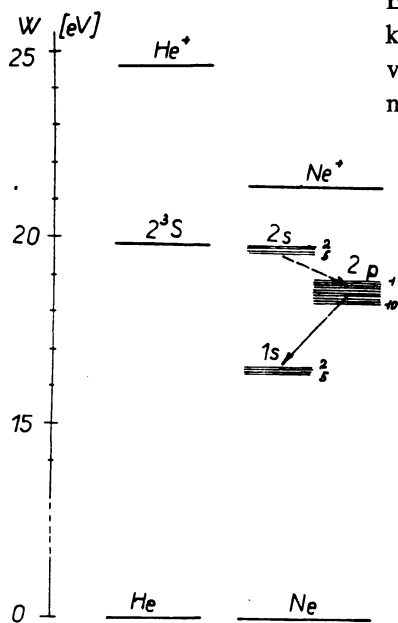
Obr. 6.

Jedna z prvních konstrukcí plynového laseru. Zrcadla  $Z_1$  a  $Z_2$  musí být přesně rovnoběžna (na obloukovou vteřinu) a tvoří spolu dutinu optického rezonátoru.

vystupuje křemennými okénky. Pro snížení ztrát odrazem na okénkách trubice mají tato okénka jistý úhel proti ose trubice, tzv. Brewsterův úhel, při němž je odraz pro jistou polarizaci světla nulový.



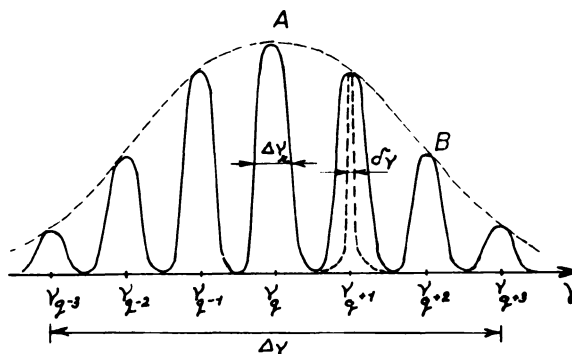
Fyzikální procesy v nejběžnějším plynovém laseru – s náplní neonu a helia – jsou na obr. 7. Excitace elektrickým výbojem způsobuje vznik excitovaných atomů helia  $\text{He } 2^3\text{S}$ , odkud excitační energie přechází srážkami druhého druhu na atomy neonu, které se takto ocitají ve stavu  $2s$ . Mezi stavy  $2p$  a  $1s$  neonu vzniká inverze.



Obr. 7.

Energetické úrovně v nejběžnějším typu plynového laseru, ve směsi helia a neonu. Výbojem ve směsi plynu jsou atomy helia převáděny do excitovaného stavu  $2^3\text{S}$ , odtud se excitační energie přenáší na atom neonu, který tím přejde do stavu  $2s$  a odtud  $2p$ . Mezi  $2p$  a  $1s$  nastane inverze.

Existují i plynové lasery s náplní čistých plynů, kde se všechny přechody podle obr. 2b odehrávají v jednom atomu, např. xenonu, argonu, neonu nebo kryptonu.



Obr. 8.

Kmitočtové spektrum laseru (typicky plynového). V šířce  $\Delta\nu$  spektrální čáry dané dopplerovským rozšířením pohybujících se atomů plynu se umístí několik kmitočtů  $\nu_q$  Fabry-Perotova rezonátoru (pro něž je počet půlvln mezi zrcadly  $Z_1$  a  $Z_2$  obr. 6 celistvý a roven  $q$ ).

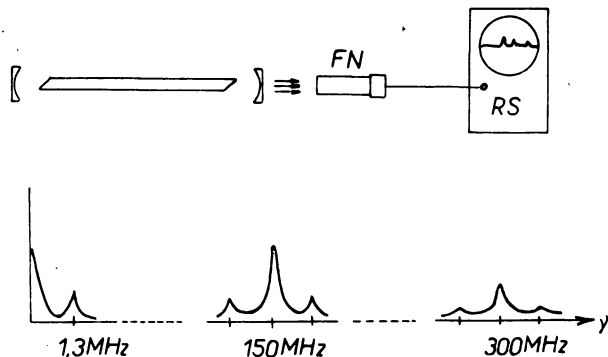
Emise plynového laseru se skládá z řady diskretních čar  $\nu_q$  (obr. 8), pro něž se mezi obě zrcadla vejde celistvý počet půlvln (kmitové vidy rezonanční dutiny). Celý interval těchto diskretních kmitočtů je pak dán šířkou emisní čáry atomu, která je opět určena dopplerovským rozšířením kmitočtu  $\Delta\nu$ . Do této dopplerovské šířky  $\Delta\nu$  se vejde zpravidla několik diskretních kmitočtů  $\nu_q$ . Šířka diskretních kmitočtů  $\Delta\nu_q$  je určena činitelem jakosti rezonanční dutiny, při nasazení stimulovaných kmitů se však zužuje stejně jako u krystalových laserů na mnohem menší šířku  $\delta\nu$ . Kmitočtové spektrum podle obr. 8 není zpravidla dostupné přímému studiu spektrálními přístroji, jejichž rozlišovací schopnost na tak jemné detaily nestačí. Spektrum však sledujeme nepřímou, a to ze zázněů o rozdílových kmitočtech  $\nu_q - \nu_{q+1}$ ,  $\nu_{q+1} - \nu_{q+2}$  atd. Zázněje vzni-

kají na jakékoli nelineárním prvku, například na katodě fotonky. Spektrum záznejů je na obr. 9 pro trubici o délce 1 m ( $\nu_q - \nu_{q+1} = 150$  MHz).

Pro zúženou šířku emisní čáry stimulované emise plyne z teorie vztah

$$(6) \quad \delta\nu = \Delta\nu \, h\nu/P,$$

kde  $P$  je výkon stimulované emise,  $\Delta\nu$  šířka čáry spontánní emise,  $h\nu$  energie emitovaného světelného kvanta. Šířka čáry  $\delta\nu$  je způsobena šumem emitující soustavy, který je zde způsoben fluktuacemi emise (jejich velikost je řádově právě  $h\nu$ , energie jednoho fotonu).



Obr. 9.

Zjišťování kmitočtového spektra plynového laseru: na katodě fotonásobiče nastává směšování různých kmitočtů rezonátorů  $\nu_q$ . Jejich rozdíly např. pro délku trubice 1 m jsou 150 MHz, 300 MHz atd.

Plynové lasery nevynikají příliš vysokým výkonem (stimulovaná emise řádu 10 až 100 mW trvalého výkonu je pravidlem), zato však vysokou stabilitou kmitočtu. Krátkodobě bylo naměřeno až  $10^{-14}$ , neboli odchylky řádově 1 Hz při pracovním kmitočtu  $3 \cdot 10^{14}$  Hz, tj. 1  $\mu\text{m}$  vlnové délky. Vedle emise v blízkém IČ oboru (helium, neon) byla se stejnou směsí plynu uskutečněna i stimulovaná emise ve viditelném oboru, s jinými vzácnými plyny pak naopak se došlo až do vzdáleného IČ oboru, do 12,5  $\mu\text{m}$  (xenon); s náplní zředěného dusíku může plynový laser pracovat v blízkém ultrafialovém oboru.

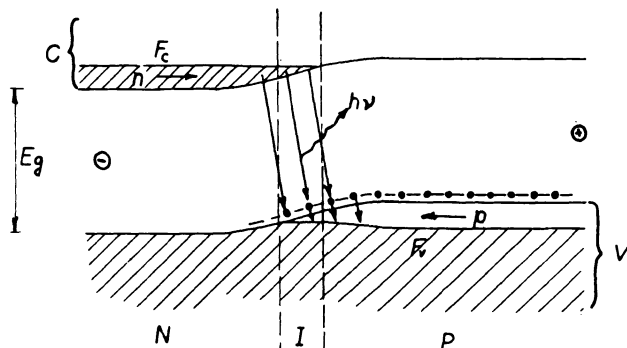
## POLOVODIČOVÉ LASERY

Jejich aktivním prostředím je polovodič, který jeví zářivou rekombinaci, tj. kde dochází k spojování elektronů a děr za emise světla. Uskutečňujeme to nejlépe na přechodu  $P-N$ , kterým prochází proud v propustném směru: elektrony postupují do oblasti  $P$  a rekombinují s děrami, naopak díry z oblasti  $P$  přicházejí do styku s elektrony. V oblasti samotného přechodu vznikne pak při dostatečně silném proudu

inverze ( $I$  v obr. 10). Její podmínku je možno vyjádřit pomocí kvazi-Fermiho mezi  $F_c$  a  $F_v$  (elektronů ve vodivostním pásu, resp. děr ve valenčním pásu) ve tvaru

$$(2) \quad h\nu \leq F_c - F_v.$$

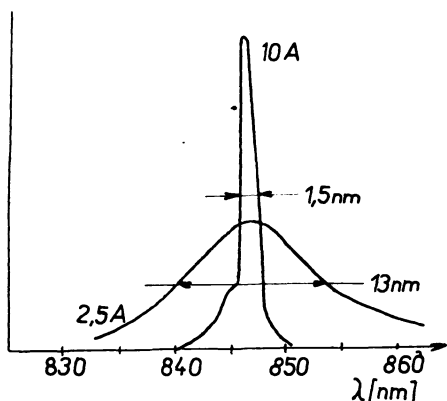
Také polovodičové lasery zatím pracují hlavně v pulsním provozu s hustotou proudu přechodem řádu  $\text{kA/cm}^2$ ; byl však již odsažen i kontinuální provoz, ovšem jen za



Obr. 10.

Pásmové schéma přechodu  $P-N$  v polovodiči. Koncentrace elektronů  $n$  a koncentrace děr  $p$ , vytvořená proudem přechodem v propustném směru, dává v oblasti  $I$  vznik inverze. Elektronů a děr rekombinují ze emise fotonů  $h\nu$ .

velmi nízké teploty  $1,9^\circ\text{K}$ . Elektrické čerpání, které se zde uplatňuje, je velmi pohodlné a účinné (u laserů v pevné fázi nastávají značné ztráty v budící výbojce při přeměně elektrické energie ve světlo).



Obr. 11.

Spektrum emise GaAs pod prahem stimulované emise (při proudu  $2,5\text{ A}$  přechodem  $P-N$ ) a nad prahem (proud  $10\text{ A}$ ). Vznikem stimulované emise dochází k podstatnému zúžení emisní křivky.

Nejběžnější látkou, s níž se zatím většinou pracuje, je arsenid galia GaAs, který emituje při průchodu proudu infračervené záření vlnové délky  $840\text{ nm}$  (obr. 11). V laseru je na molybdenovém pásku krystalek GaAs velikosti kolem  $0,5\text{ mm}$ ; přechod  $P-N$  vznikne difúzí např. zinku do horního povrchu. Čelní plochy krystalu

jsou obroušeny a vyleštěny do zrcadlových ploch (rezonanční dutina). Jiné polovodiče, které se zde uplatnily, jsou: InAs (emise u 3,1  $\mu\text{m}$ ), InP (emise 0,9  $\mu\text{m}$ ), směsný krystal arsenidu galia a india (Ga, In) As (emise s proměnnou vlnovou délkou podle složení), stejně tak směsný arsenid-fosfid galia Ga (As, P).

V poslední době byla oznámena stimulovaná emise na přechodu  $P-N$  v SiC, která má pozoruhodné vlastnosti: ačkoli emise leží ve viditelném oboru (modré oblasti kolem 0,46  $\mu\text{m}$ ), je možno s laserem se SiC pracovat kontinuálně za pokojové teploty. O tomto objevu jsou však dosud pochybnosti.

Také zde nastává při přechodu k stimulované emisi zúžení emisní čáry (obr. 11). Jednou z předností polovodičových laserů je snadná modulace – jsou-li napájeni střídavým proudem, je i emise střídavá, a to v případě GaAs až do kmitočtů řádu GHz.

### DNEŠNÍ SITUACE VE VÝZKUMU LASERŮ

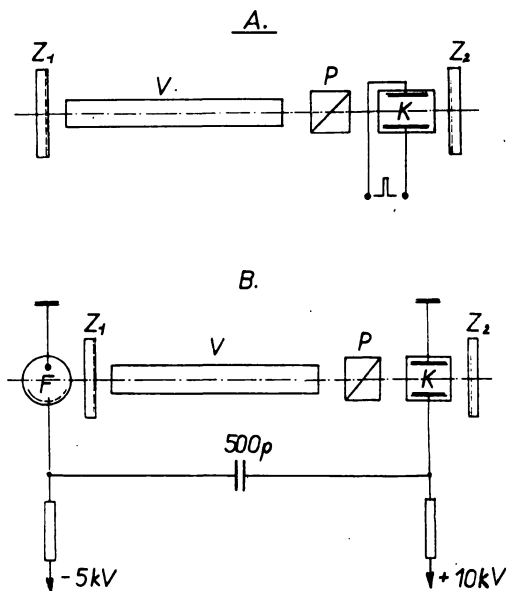
Laser je poměrně mladým objevem: první teoretická předpověď je z roku 1958 (SCHAWLOW a TOWNES, PROCHOROV a BASOV), první stimulovanou emisí zaznamenal MAIMAN 1960 (v rubínu), první skutečný laser popsali roku 1960 COLLINS, NELSON, SCHAWLOW, BOND, GARRETT a KAISER (rubín) a roku 1961 JAVAN, BENNETT a HERRIOTT. Polovodičový laser byl oznámen skoro současně pěti skupinami amerických fyziků na podzim 1962. Přesto jsou některé partie laserů již „klasické“, vznikl ustálený stav a nelze očekávat převratné změny. Přístroje vyrábí průmysl ve větším počtu typů. To se týká především krystalových laserů a plynových laserů.

V laserech v pevné fázi převažuje dnes již technologický výzkum a vývoj. Ustálily se dvě konstrukce: jednak jednodušší provedení se spirálovou výbojkou (obr. 4), jednak s eliptickým reflektorem. Nejběžnějším materiálem zůstává rubín, v menší míře se používá krystalů  $\text{CaF}_2$ , zejména s dysprosiem a jinými vzácnými zeminami, dále  $\text{CaWO}_4$  s neodymem. Velký rozvoj zaznamenaly skleněné materiály pro lasery – skla aktivovaná neodymem; ačkoli máme dosti neurčitou představu o vlivu skleněné matrice na luminiscenční iont neodymu, byla tato skla vypracována k extrémně malým prahům stimulované emise – stačí v pulsním provozu 3–5 joulů ve výbojce. V konstrukci kontinuálního laseru v plynné fázi se od jeho prvé realizace neobjevilo mnoho nového – pracuje s rubínem nebo s  $\text{CaWO}_4\text{-Nd}$ .

Plynné lasery jsou dnes stavěny převážně v uspořádání s konfokálními zrcadly oddělenými od trubice s plynnou náplní. Stejně jako krystalové lasery se dodávají průmyslově. Hlavní náplní zůstává směs helia a neonu, výhodné vlastnosti jeví xenon, který vzhledem k vyšší molekulární váze má menší dopplerovské rozšíření emisní čáry ( $\Delta\nu$  v obr. 8).

Lasery se takto definitivně změnily v nástroj jak v aplikacích technických, tak i jako fyzikální přístroj a nejsou již objektem základního výzkumu (což byla charakteristika prvního dvoutletí 1960–1962). Do popředí zájmu fyziků se dostávají některé méně jasné partie. Především jsou to lasery polovodičové jednak pro své perspektivy

(slibují nejvyšší účinnost), jednak proto, že se jejich teorie teprve formuje, pokračuje intenzivní hledání nových materiálů a jsou možné zcela zásadní objevy. Zatím nejlepším materiálem je stále GaAs (zejména pro vysokou účinnost elektroluminiscence s kvantovým výtěžkem blízkým jedničce), pracující pulsně, a SiC, pracující kontinuálně. Předmětem zvýšeného zájmu je provoz těchto laserů v magnetickém poli, kde vznikají diskrétní hladiny ve vodivostním, resp. valenčním pásmu (Landauovy hladiny), na nichž mohou vzniknout velmi zajímavé způsoby inverze. Studují se i další typy laserů, které nezapadají do našeho dřívějšího rozdělení, např. lasery



Obr. 12.

Laser s řízeným činitelem jakosti rezonanční optické dutiny (a): podle napětí přiloženého na Kerrově cele  $K$  mění se její odrazivost (pro světlo polarizované polarizátorem  $P$ ); tím se mění ztráty záření mnohonásobně odraženého mezi zrcadly  $Z_1$  a  $Z_2$  a zesilovaného v aktivním prvku laseru  $V$  (např. krystalu rubínu). Takto je možno zvolit okamžik spuštění stimulované emise, resp. zpozdít je až do okamžiku, kdy bude krystal  $V$  plně excitován (např. do okamžiku 0,2 ms po zapálení budící xenonové výbojky – v obrázku nezakreslena).

Laser se zpětnou vazbou (b): podle okamžité intenzity emise laseru detekované fotonkou  $F$  mění se odrazivost Kerrové cely  $K$ ; tím se opět mění okamžitá intenzita emise. Při vhodném smyslu

zpětné vazby (negativní) dojde k vyhlazení časového průběhu emise laseru; neobjeví se tedy typické krátké mikrosekundové záblesky (relaxační kmity).

s molekulárním svazkem. V nich nastává inverze v atomu rubidia excitovaném ve svazku molekul  $\text{RbI}$  – jsou tedy analogií původních čpavkových maserů. Takto je možno vzbudit stimulovanou emisi v mnoha látkách.

Jiným takovým objektem jsou ramanovské lasery, kde nastává stimulovaná emise na rozdílových ramanovským kmitočtech. Aktivním prostředím je kapalina, např. benzen apod.; k buzení se používá rubínového laseru se zpětnou vazbou (s Kerrovou celou, viz obr. 12). Velmi zajímavé jsou i kapalinové lasery, jejichž aktivním prostředím je roztok některých chelátů, např. dibenzoylacetonátu europia. Zde probíhá absorpce a emise světla odděleně, avšak uvnitř jediné molekuly: celá molekula chelátu absorbuje budící záření, tedy účinnost čerpání je vysoká, absorbovaná energie se přenáší transportem excitační energie na iont europia, kde se emituje (v úzké čáře).

Takto je možno spojit široké absorpční pásy s úzkými emisními čarami důležitými pro nízký práh stimulované emise (viz vzorec (5)).

Samozřejmě pozorujeme snahu rozšířit funkci laserů do dalších oborů vlnových délek jak na kratší délky, tak i do vzdáleného infračerveného oboru. Tak jsou diskutovány podmínky vzniku stimulované emise v oboru rentgenových paprsků (bylo jí dosaženo experimentálně), např. při fluorescenci atomů Ni nebo Cu v mřížce berylia, ale i v oboru kvant gama, kde se ovšem koherentnost emise projevuje pouze jistou korelací v emisi dvou nebo více kvant gama. Pozornost je věnována i oboru od 10 do 100  $\mu\text{m}$ , zejména proto, že zde nemáme k dispozici žádné zdroje s vyšším výkonem; není pochyb, že pro účinný a výkonný zdroj paprsků této délky by se našlo mnoho velmi výhodných použití.

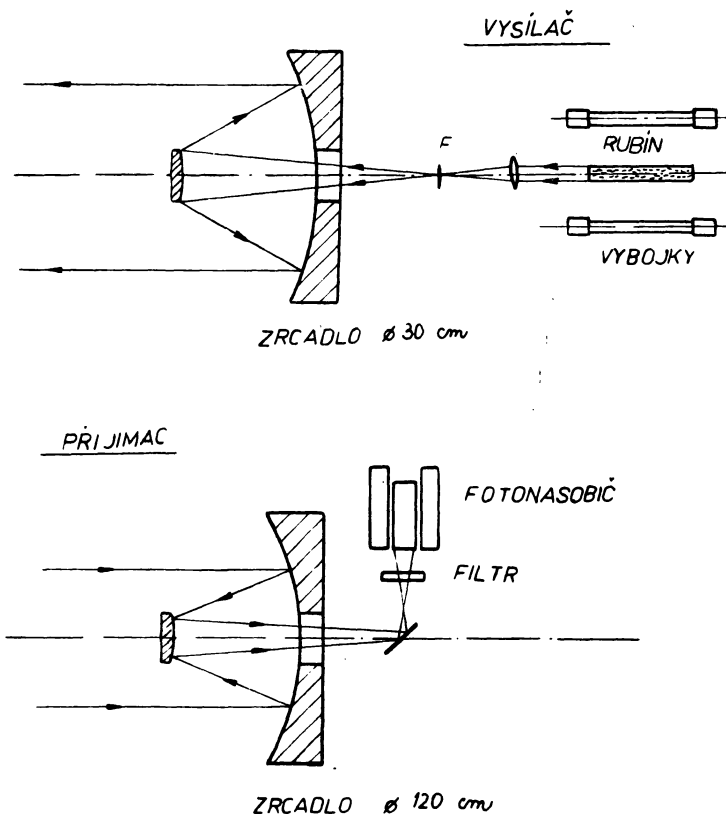
### DOSAŽENÉ POKROKY V TECHNICE LASERŮ

Značného pokroku bylo dosaženo v přípravě monokrystalů, hlavně rubínových, kde se vedle fy Linde (USA) uplatňují i Švýcaři (vyráběli dříve rubíny jako ložiska hodin). Tyčinky rubínových krystalů mají délku až 250 mm a průměr až 25 mm, jsou orientovány (osa  $c$  rovnoběžná nebo kolmá k ose tyčinky) a jsou dodávány se zárukou funkce. Běžná je i příprava  $\text{CaF}_2$ , např. se samariem nebo dysprosiem jako aktivátorem, výrazný pokrok zaznamenala příprava  $\text{CaWO}_4$  aktivovaného neodymem. Jisté pozice si jako aktivní prvek laserů udržuje i luminiscenční sklo aktivované neodymem, kde je možno vytvořit aktivní element délky až půl metru a opracovat jej do libovolného tvaru. Kromě tyčinky s planparalelními čelními plochami (Fabry-Perotův rezonátor) se dodávají tyčinky s čelními plochami kulovými, napr. konfokálními, nebo s čelními plochami sbroušenými do hranolu (nevyžaduje odrazové vrstvy, nastává totální reflexe).

Také výkon a jiné parametry laserů trvale rostou. Tak celková energie v jednom pulsu dosáhla 1500 joulů; přitom již 500 J v jednom pulsu stačí na svaření 1 mm plechu na vzdálenost 1 m. Okamžitý výkon je běžně řádu stovek kilowattů, ve speciálním uspořádání pak až řádu gigawattů. Úprava spočívá v tom, že jednu z odrazných ploch rezonátoru (tyčinky) provedeme jako Kerrovu celu (obr. 12a), kde je možno elektrickým napětím měnit koeficient odrazu. Do tyčinky pak dopadá budící záření ve stavu, kde je odraznost cely malá, teprve když excitace rubínu dosáhne maxima, „spustíme“ elektrickým pulsem na Kerrově cele mnohonásobnou reflexi v dutině; v tom okamžiku začne stimulovaná emise, v tomto případě však ve velmi krátkém pulsu (typicky 20 ns). Úzkým profilem při zvyšování výkonu laserů v pevné fázi není samotný krystal, ale výbojky (při vyšších výkonech mají nepatrnou životnost) a chlazení krystalu.

Příkladem je známý pokus „Project Luna Sea“, kdy byl paprsek z rubínového laseru zaměřen na neosvětlenou část měsíčního povrchu (obr. 13). Dalekohledem spojeným s citlivým fotonásobičem bylo pak možno zaznamenat světlo odražené od

měsíčního povrchu a vrátivši se zpět na zem! K tomuto „radarovému“ zkoumání měsíčního povrchu stačil jediný krystal rubínu délky 10 cm, buzený ovšem čtyřmi xenonovými výbojkami špičkového výkonu. Princip radiolokace světlem lze uplatnit i na zemi; již z počátků laserů je známa konstrukce tzv. „Colidaru“ („coherent



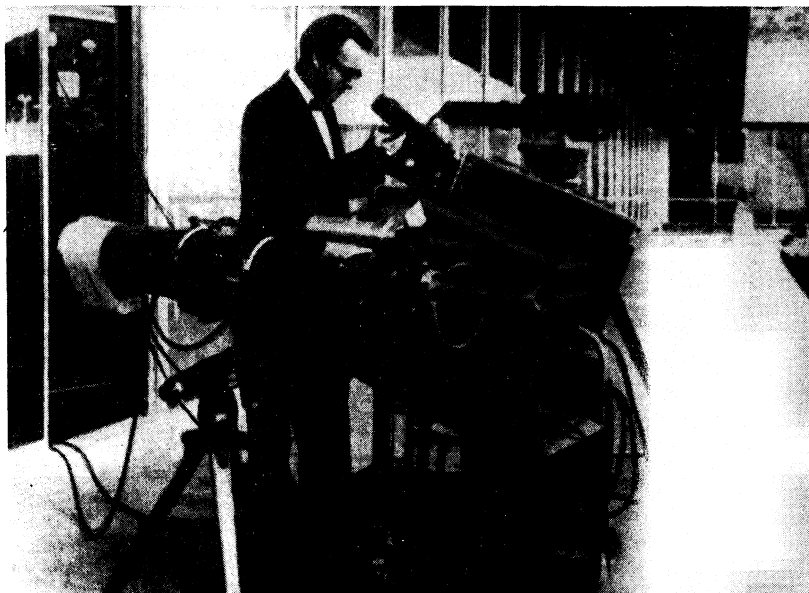
Obr. 13.

Projekt „Luna Sea“: Emise rubinové tyčinky  $X$  buzené čtyřmi výbojkami je objektivem  $O_1$  usměrněna do rovnoběžného svazku a vyslána na měsíční povrch. Odražené světlo (slabší v poměru asi  $10^{-31}$  proti vyslanému) je zachyceno zrcadlem  $O_2$  dalekohledu a zjištěno fotonásobičem  $F$ .

light radar“ – radar s koherentním světelným paprskem, viz obr. 14); dnes máme konstrukce podstatně kompaktnější a výkonnější. Hlavním nedostatkem světelného radaru je závislost na stavu ovzduší, kde i za jasného počasí nastávají značné ztráty rozptylem a absorpcí. Velkou předností je naproti tomu vysoká přesnost, např. v měření vzdáleností nebo relativních rychlostí, což je dáno tisíckrát menší použitou vlnovou délkou proti běžnému radaru.

Dalším parametrem zaznamenávajícím trvalé zlepšení je práh stimulované emise. Původně bylo třeba pro rubín buzení nejméně 1000 J na výbojce, dnes stačí pro doko-

nalý rubínový monokrystal 200 J, pro monokrystal  $\text{CaWO}_4\text{-Nd}$  nebo pro neodymové sklo dokonce několik joulů (2 až 3). Vrcholem v tomto směru jsou lasery s aktivním materiálem tvořeným  $\text{CaF}_2\text{-Dy}^{2+}$  (fluorit aktivovaný dvojmocným dysprosiem), kde je v pulsu práh 0,1 nebo i 0,01 J, v kontinuálním provozu pak stačí k buzení



Obr. 14.  
„Colidar“ — světelný radar v laboratorním provedení.

15wattová žárovka. Dvojmocné dysprosiem není však příliš stabilním prvkem. Získává se ozářením krystalu s dvojmocným Dy fotony gama. Ohřátím krystalu nebo ultrafialovým světlem nastává však zpětná konverze na trojmocné Dy, které nejeví stimulovanou emisi.

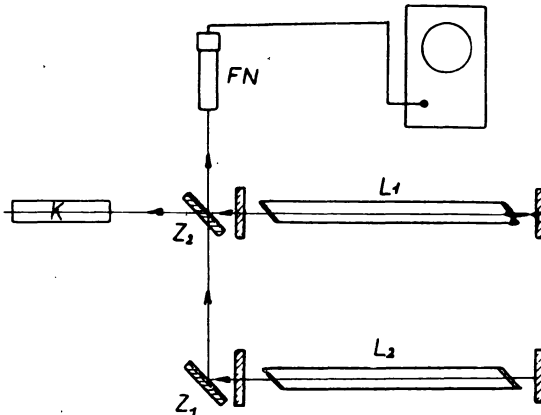
Mnoho úsilí bylo věnováno modulaci světla laserů, ať již přímým ovládním generace světla v rezonátoru, nebo dodatečným ovládním vystupujícího svazku světla. Možností bylo objeveno mnoho, využívá se piezoelektrických materiálů (elektrooptické jevy), mnohonásobné interference, kruhově polarizovaného světla (vzniká modulace s potlačenou nosnou vlnou — SSSB) atd. Nejméně náročná na modulační příkon je fázová modulace svazku světla (stačí watty modulačního příkonu), v přijímači musí však být také laser ve funkci lokálního oscilátoru.

U plynových laserů není rozhodující výkon, který nepřesahuje zlomky wattu (provoz je zde skoro vždy kontinuální), což však plně vyváží dosahovaná stabilita kmitočtu. U obvyklých typů plynových generátorů je stabilita kmitočtu dána mechanickou a tepelnou stabilitou optických prvků tvořících rezonanční dutinu (zrcadel



Fabry-Perotova rezonátoru). Podnikneme-li opatření k snížení těchto nestabilit, můžeme dosáhnout krátkodobé stability  $10^{-12}$ , ve speciálním uspořádání pak dokonce  $10^{-14}$ , tj. stabilita řádu 3 Hz při kmitočtu  $3 \cdot 10^{14}$  Hz neboli přesnost na 1 vteřinu v době  $10^7$  let! Takové mezní stabilitě odpovídají výkyvy polohy zrcadel řádu  $10^{-3}$  angströmů; tyto výkyvy vznikají tepelnými fluktuacemi délky tyčí spojujících zrcadla rezonátoru.

Tak vysoké monochromatickosti a „šířky“ čar nelze ovšem zjišťovat optickými metodami. Je však možno použít směšování optických kmitočtů (obr. 15). Světlo



Obr. 15.

Směšování světla laserů  $L_1$  a  $L_2$  na katodě fotonásobiče FN. Rozdílové kmitočty jsou sledovány osciloskopem (výsledek je podobný jako v obr. 9). Světlo obou laserů musí být přesně rovnoběžné (tomu účelu je použit kolimátor K).

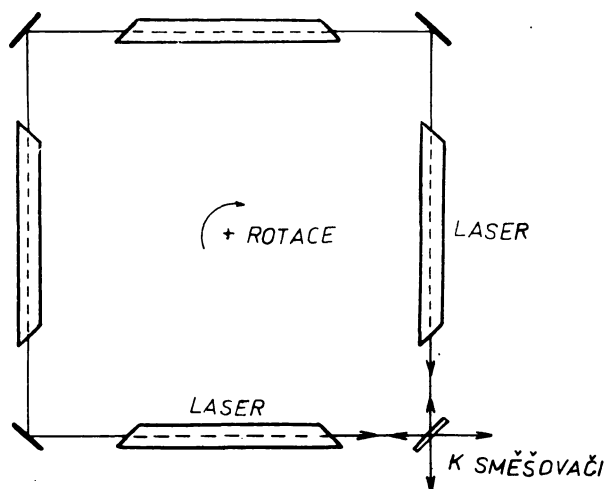
ze dvou laserů  $L_1$  a  $L_2$  necháme dopadnout na nelineární prvek, na němž vzniknou součtové a rozdílové kmitočty. Součtové kmitočty nás zde nezajímají, zato rozdílové kmitočty leží v radiotechnickém oboru a lze je zpracovat běžnými radiospektroskopickými metodami. Z velikosti a fluktuací rozdílového kmitočtu soudíme pak nepřímou i na stálost původního kmitočtu laseru. Jako nelineární prvek se hodí například katoda fotonásobiče, jejíž fotoproud je úměrný výkonu záření, tj. čtverci intenzity záření (je to tedy kvadratický prvek).

U polovodičových laserů není význačný ani výkon (mW), ani stabilita kmitočtu či nasměrování svazku světla (vesměš nízké parametry). Zato však zde máme vysokou energetickou účinnost (přiváděná elektrická energie se mění přímo ve světlo s účinností 70–90%) a také snadnou modulaci výkonu laseru. Napájením laseru střídavým proudem je i výkon laseru promodulován, a to až do 1000 MHz. Ze zkoušek polovodičových laserů ve sdělovací technice víme o spojení docíleném na vzdálenost 55 km s vysílacím výkonem pouhých 5 mW. Zářící krystal GaAs (který dokonce nemusí ani emitovat stimulovaně) je umístěn v ohnisku objektivu průměru 12 cm

(vysílací „anténa“), přijímač je vybaven zrcadlem ze světlometu (přijímací anténa), v jehož ohnisku je fotonásobič. Byl přenášén televizní signál a na přijímací straně byl 20krát silnější než šum.

### LASER JAKO FYZIKÁLNÍ PŘÍSTROJ

Je možno využít vysoké monochromatickosti světla laseru, vysoké stability kmitočtu nebo vysoké intenzity záření. V prvním případě se laser používá například jako zdroj pro Ramanovu spektroskopii. V kombinaci s vysokou intenzitou primárního záření dostáváme zvlášť intenzivní ramanovská spektra, hlavně tehdy, používáme-li řízeného laseru podle obr. 12, a na rozdíl od běžného postupu zjišťujeme i intenzivní antiskokesovské čáry. Jinak je laser spektroskopicky velmi náročným objektem, například profil emitované čáry zjistíme pouze interferenčně (Fabry-Perotovým



Obr. 16.

Uzavřená soustava čtyř laserů, která reaguje na rotaci soustavy (rozdíl optické dráhy).

rezonátorem), v některých případech pak ani takto. Jsou zkoušeny jednocelové spektrální stroje s Fourierovou transformací (vyhodnocování záznamu provádí počítačový stroj).

Jako zdroj stabilního kmitočtu může laser řídit přesné časové a kmitočtové normály ( $10^{-8}$  až  $10^{-12}$ ), ale může například také sloužit ke kontrole relativistických efektů. Dosažená přesnost (na 7 desetinných míst) je na hranici efektů 4. řádu, jestliže ovšem takové efekty existují. Těmto pokusům je věnována řada prací prováděných nyní objevitelem laseru prof. TOWNESEM. Na místě vybraném podle dobrozdání geofyziků (minimum otřesů) v laboratoři umístěné v hlubokém sklepe se sledují záznamy dvou plynových laserů orientovaných kolmo k sobě. Pro snížení poruch na

minimum je celek dálkově ovládán a ustálení teploty všech pracovních částí trvá několik hodin. Vedlejším efektem takto instalovaných laserů je zjišťování otřesů zemské kůry, tj. laser funguje jako ultracitlivý seismograf indikující pohyby zemské kůry o amplitudě  $10^{-2}$  angströmu.

Stejného principu je užito u přístroje na absolutní měření rotace (obr. 16). Uzavřená soustava čtyř laserů (opět plynových) nese dva druhy kmitových modů lišících se smyslem oběhu světelných paprsků soustavou. Uvede-li se soustava do rotace, vzniknou mezi oběma druhy modů dráhové rozdíly, které je možno indikovat. Citlivost je pozoruhodná: je možno zaznamenat rotaci o  $2^\circ$  za minutu.

Jako zdroj intenzivního svazku skoro rovnoběžných paprsků uplatňuje se laser tak, že rovnoběžný svazek soustředíme korigovanou čočkou do ohniska. Hustota záření v ohnisku je vyšší než od jakéhokoli jiného zdroje; intenzita elektromagnetického pole dosahuje  $10^7$  V/cm, je tedy na úrovni elektrické pevnosti dielektrik. Dochází tedy k rozrušování materiálů elektrickým polem (pokud ovšem již předtím není materiál rozptýlen vysokou teplotou způsobenou absorpcí záření této hustoty). Vypařování materiálů (i těžko tavitelných) soustředěným světlem laseru je základem známých aplikací laserů na vrtání, také diamantů, které se v ohnisku světelného svazku vypařují, svařování, např. mikrominiaturních součástí a přípravků, atd.

Stejného druhu jsou aplikace laseru v očním lékařství (operace uvnitř oční bulvy bez jejího otevření) nebo v biologii (možnost zásahu lokalizované oblasti živé buňky).

Je nepochybné, že dosud známe jenom nepatrnou část všech budoucích aplikací.

### Zprávy z domova

V posledním čísle VIII. ročníku Pokroků byla zpráva o galvanicky zhotovených termočláncových bateriích. Doplnujeme tuto zprávu tím, že takto zhotovených baterií se úspěšně užívá již déle než 5 roků k měření výdeje tepla pokusných myší ozařovaných radioaktivním zářením. Výzkumem se zabývá Biofyzikální ústav ČSAV v Brně a výsledky byly již publikovány.

Také zprávu o výrobě chladicích článků na základě Peltierova jevu doplňujeme tím, že chladicí články typu Bi—Se—Te N a Sb—Bi—Te P byly vyvinuty ve Výzkumném ústavu pro práškovou metalurgii v Šumperku a výrobu převzal Závod první pětiletky v Šumperku. Chladicí články mají t/to technické hodnoty:

optimální stejnosměrný proud .....	24 A,
úbytek napětí na jednom článku .....	0,2 V,
maximální teplotní rozdíl při teplotě teplého konce $30^\circ\text{C}$ ;	
na vzduchu .....	$40^\circ\text{C}$ ,
ve vakuu .....	$50^\circ\text{C}$ ,
maximální přípustná teplota teplého konce .....	$100^\circ\text{C}$ ,
účinnost článku .....	cca 20—25%,
chladicí výkon .....	cca 1 kcal/hod

Václav Truneček