

a výbojkami) a budícího zdroje. Chladicí jednotka provádí obvykle chlazení pouze výbojek a chlazení aktivního prostředí je provedeno tak, že je chlazen barvivový rezervoár a barvivo neustále cirkuluje mezi kyvetou a tímto rezervoárem. Účinnost nekoherentně čerpaných barvivových laserů dosahuje maximálně 10%.

### 10.3 Využití barvivových laserů

Použití barvivových laserů je především ve spektroskopii, kde možnost nastavení přesné vlnové délky je rozhodujícím požadavkem. Novou aplikací je využití této vlastnosti v medicíně — ve fotodynamické terapii, kdy se působením záření přesné vlnové délky ničí rakovinový nádor předem „napuštěný“ speciálním organickým barvivem. (Barvivo se působením záření rozpadá a volný generovaný kyslík ničí rakovinové buňky).

## Kapitola 11

### Plynové lasery

Plynové lasery jsou lasery s aktivním prostředím v plynné fázi. Inverze populace hladin je vytvářena mezi energetickými hladinami některé ze složek plynu, tj. atomů (*atomární lasery*), iontů (*iontové lasery*), molekul (*molekulární lasery*). Většina plynových laserů pracuje v kontinuálním režimu, ale byly vyvinuty i lasery s mimořádně vysokým výkonem pracující v impulsním provozu.

Ze specifických vlastností plynného prostředí vyplývá i řada vlastností společná všem plynovým laserům. Při průchodu aktivním prostředím bývá optický svazek méně deformován než u laserů s kondenzovaným prostředím, neboť plyny jsou obecně homogennější. Rozbíhavost výstupního svazku je pak malá a blíží se tzv. difrakční mezi. Šířky spektrálních čar jsou zprav. mnohem menší, a proto jen u plynových laserů je možné dosáhnout vysokou stabilitu frekvence vystupujícího záření. Nevýhodou plynových laserů je poměrně malá objemová hustota počtu částic, která se odráží v malých objemových výstupních výkonech. Výkonové plynové lasery musí být velmi rozměrné [18].

Plynové lasery je možné budit mnoha různými metodami: *elektrickým výbojem*, *chemickou reakcí*, fotodisociací, rychlou expanzí plynu, průchodem svazku rychlých elektronů nebo opticky viz tab. 11.1. Optické nekoherentní buzení (běžně užívané u pevnolátkových laserů) je v důsledku malých spektrálních šířek absorpčních čar plynů jen velmi málo účinné. S výhodou se ale

Tabulka 11.1: Plynové lasery

Typ	Aktivní prostředí	Vlnová délka $\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	Buzení	Režim
atomární	<i>Cu páry</i> ( <i>He</i> ) <i>Ne</i>	0,510	el.výboj	impulsní
		0,633	el.výboj	kontinuální
	1,15			
	3,39			
	<i>I</i>	1,315	fotodisociace např.: <i>CF<sub>3</sub>I</i>	impulsní
iontový	<i>(He) Cd<sup>+</sup></i>	0,442	el.výboj	kontinuální
		0,325		
	<i>Ar<sup>+</sup></i>	0,488	el.výboj	kontinuální
		0,514		
molekulární elektronový přechod	<i>H<sub>2</sub></i>	0,116	el.výboj	impulsní
	<i>N<sub>2</sub></i>	0,337	el.výboj	impulsní
excimerový svazek	<i>ArF</i>	0,193	el.výboj	impulsní
	<i>KrF</i>	0,249	svazek elektronů	"
	<i>XeCl</i>	0,308	"	"
vibrační přechod	<i>HF</i>	2,7	chemické	kontinuální
	<i>DF</i>	4,3	"	impulsní
	<i>CO</i>	5,5	el.výboj	"
	<i>CO<sub>2</sub></i>	10,6	el.výboj chem.reakce expanze plynu	"
rotační přechod	<i>H<sub>2</sub>O</i>	118,6 a 220,2	rezonanční	impulsní
	<i>HCN</i>	331 a 337	optické	

uplatňuje rezonanční optické buzení laserovým zářením.

## 11.1 Atomární lasery

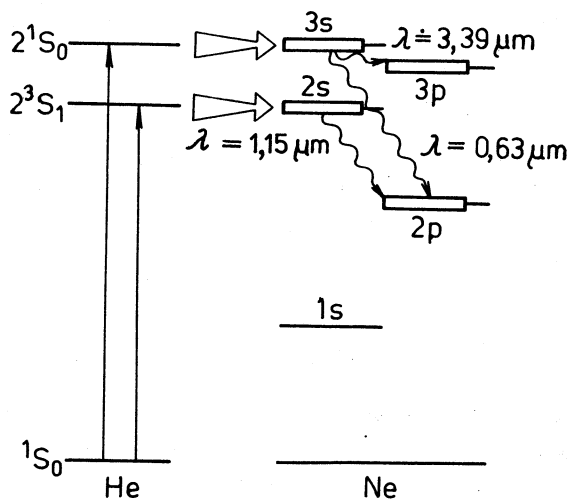
Aktivním prostředím jsou elektricky neutrální (v molekulách nevázané) *atomy*. Typickými představiteli atomárních laserů jsou helium-neonový laser, měděný laser a jodový laser.

### 11.1.1 Helium-neonový laser

Aktivní prostředí je tvořeno vzbuzenými (excitovanými) atomy neonu. Excitují se v kontinuálním doutnavém elektrickém výboji ve směsi plynů helia a neonu.

Základním fyzikálním budícím procesem jsou nepružné srážky elektronů výboje s atomy neonu i helia. Při nepružných srážkách se část kinetické energie elektronů výboje přeměňuje na vnitřní energii atomů. Populace jednotlivých energetických hladin závisí jak na rychlosti a hustotě elektronů ve výboji, tak na přenosu excitační energie a relaxačních procesech probíhajících v obou komponentách plynové směsi.

Energetické hladiny  $2^1S_0$  a  $2^3S_1$  helia (viz obr. 11.1) jsou metastabilní, mají dlouhou dobu života, a proto jejich populace může být relativně velká. Heliové atomy slouží jako zásobárna excitační energie. Při srážkách heliových atomů v excitovaných stavech s neonovými atomy v základní stavu dochází k tzv. rezonančnímu přenosu excitace, při kterém energie příslušející metastabilním stavům  $2^1S_0$ , resp.  $2^3S_1$  se mění na energii excitace neonu do stavu  $2s$ , resp.  $3s$  (neboť excitační energie zmíněných stavů jsou si přibližně rovny). Mezi dvojicemi hladin  $2s-2p$ ,  $3s-3p$  a  $3s-2p$  atomů neonu se poměrně snadno vytváří inverze populace, také proto, že stavy  $s$  (odpovídající horním energetickým hladinám laserových přechodů) mají zprav. delší dobu života než stavy  $p$  (odpovídající dolním hladinám).



Obr. 11.1: Budící procesy v helium-neonovém laseru

První helium-neonový laser pracoval na přechodu 2s-2p a vyzářoval infračervené záření o vlnové délce  $1,15 \mu\text{m}$ . Přechody 3s-3p ( $3,39 \mu\text{m}$ ) a 3s-2p ( $0,633 \mu\text{m}$ ) mají společnou horní hladinu a vzájemně si konkurují. Jsou-li zrcadla optického rezonátoru frekvenčně neselektivní (např. kovové vrstvy), laser generuje infračervené záření na přechodu 3s-3p. Generaci viditelného záření na přechodu 3s-2p lze zajistit (např. mnohovrstvými dielektrickými zrcadly), která mají vyšší reflektanci pro viditelnou než infračervenou oblast spektra.

Rychlost i účinnost buzení závisejí na složení směsi, tlaku plynu, elektronové teplotě a proudové hustotě ve výboji. Nevyhnutelnou podmínkou je však udržení objemového doutnavého výboje. Stablnímu doutnavému výboji odpovídají proudové hustoty  $0,1$  až  $0,2 \text{ Acm}^{-2}$ . Elektronová teplota (kinetická rychlost) závisí na napěťovém úbytku nad výbojovým sloupcem, na tlaku  $p$  plynu a na průměru  $d$  trubky, obecně však roste s klesající hodnotou součinu

*p.d.* Depopulace dolní laserové hladiny se uskutečňuje při srážkách vzbuzených atomů neonu s ostatními atomy ve směsi a se stěnami výbojové trubice. Proto rychlost depopulace roste s rostoucím tlakem a klesajícím rozměrem trubky. Z uvedeného pak plyne, že je možné nalézt optimální tlak plynu a optimální směs.

Výbojová trubice použitelná pro každý z uvedených kvantových přechodů má průměr  $5$  až  $10 \text{ mm}$  a celkový tlak plynu  $100$  až  $200 \text{ Pa}$ . Poměr parciálních tlaků helia a neonu bývá  $5 : 1$  až  $15 : 1$ . Proud bývá vnějšími elektronickými prvky omezen na  $25$  až  $50 \text{ mA}$ . Výstupní výkon bývá desítky miliwattů pro červené světlo a o řád větší v infračervené oblasti spektra.

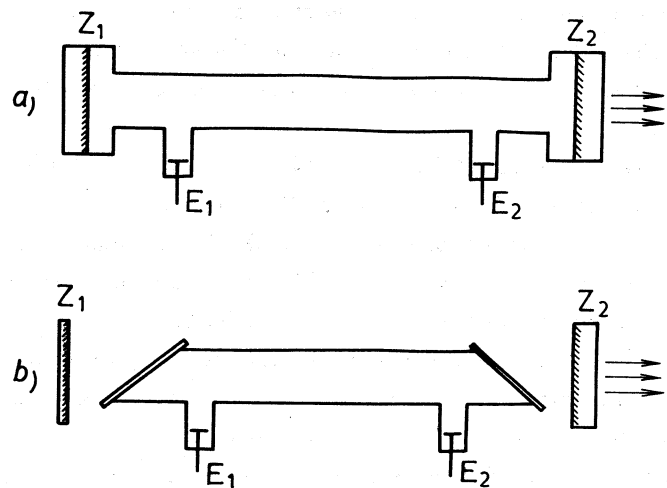
Laserové přechody uvedené na obr. 11.1 jsou nejčastěji využívané, ne však zdaleka jediné možné. Helium-neonový laser může generovat záření v celé škále viditelných i infračervených vlnových délek.

Směs helia a neonu bývá trvale uzavřena ve výbojovém prostoru. Životnost dobře vyrobených výbojových trubic dosahuje až několik roků.

Z konstrukčního hlediska se ustálily dvě varianty optického rezonátoru (viz obr. 11.2) *Vnitřní* optický rezonátor, ve kterém jsou zrcadla umístěna uvnitř výbojové trubice, se vyznačuje malými ztrátami, což se odráží v malém prahovém budícím výkonu, resp. v malé délce trubice. Nevýhodou vnitřního rezonátoru je však postupné rozrušování povrchu zrcadel produkty výboje. Tuto nevýhodu nemá řešení s *vnějším* optickým rezonátorem, v němž jsou zrcadla oddělena od výbojového prostoru. Trubice bývá ukončena okénky skloněnými k ose rezonátoru pod tzv. Brewsterovým úhlem, který dovoluje záření s lineární polarizací projít bez odrazu. Výstupní svazek je pak lineárně polarizovaný. Vnější optický rezonátor má však větší vnitřní ztráty, takže délka výboje musí být větší.

### 11.1.2 Měděný laser

Měděný laser je laser, v němž aktivní prostředí tvoří neutrální atomy mědi. Vysílá zelené světlo s vlnovou délkou  $510,5 \text{ nm}$  a  $578,2 \text{ nm}$ . Inverze populace



Obr. 11.2: Helium-neonový laser  
 s a) vnitřním rezonátorem, b) vnějším rezonátorem  
 $E_1, E_2$  – elektrody výbojové trubice;  
 $Z_1, Z_2$  – zrcadla optického rezonátoru

mezi energetickými hladinami příslušejícími konfiguracím  $3d^{10}4p$  a  $3d^94s^2$  se vytváří v elektrické výboji ve směsi par mědi a dalšího nárazníkového plynu (helia, argonu). Při nepružných srážkách elektronů výboje s *atomy mědi* se přednostně excituje horní laserová hladina. Dolní laserová hladina je metastabilní (má dlouhou dobu života). Její populace se po zapnutí laserové činnosti velmi rychle zvyšuje. Depopulaci se nepodařilo dosud technickými prostředky efektivně urychlit. Měděný laser může proto pracovat jen v *pulsním* provozu (opakované impulsy). Střední výstupní výkon měděného laseru bývá až 40 W při opakovací frekvenci větší než 10 kHz.

Účinnost se pohybuje v okolí jednoho procenta. Je poměrně snadné získat

vysoký součinitel zisku, takže laser může pracovat bez zrcadel nebo s jedním zrcadlem (bez optického rezonátoru), tj. v režimu zesílené spontánní emise.

Aby tlak měděných par ve výbojové trubici byl dostatečně velký, pracují měděné lasery při vysoké teplotě (1800 K), tj. jejich výbojová trubice je uložena v peci. Někdy se trubice plní halogenidy mědi (např.  $CuBr$ ). Atomy mědi se pak uvolňují disociací v předávném pulsním elektrickém výboji, který předchází budícímu impulsnímu výboji.

Měděné lasery jsou dosud nejúčinnější lasery v *zelené* oblasti spektra. Vlnové délce jejich záření odpovídá malá absorpce v mořské vodě, což je předurčuje mj. pro podmořskou komunikaci či lokaci.

### 11.1.3 Jodový laser

Jodový atomární laser generuje viditelné nebo infračervené záření v důsledku stimulované emise na kvantových přechodech vzbuzeného *atomu jodu*. K laserové činnosti dochází nejčastěji při kvantových přechodech mezi stavy  $^2P_{1/2}$  a  $^2P_{3/2}$ , jímž odpovídá vlnová délka laserového záření 1,35  $\mu\text{m}$ . Podle způsobu buzení je možné jodové lasery rozdělit na fotodisociační lasery a lasery buzené rezonančním přenosem energie.

*Fotodisociační* buzení je založeno na rozpadu molekuly (např. perfluoropropyljodidu  $C_3F_7I$ ) v důsledku působení ultrafialového záření. Molekula nejprve absorbuje kvantum ultrafialového záření (s odpovídající vlnovou délkou 250 – 300 nm) a pak se rozpadá. Excitovaný atom jodu (ve stavu  $^2P_{1/2}$ ) je bezprostředním produktem disociace. Zdrojem disociujícího ultrafialového záření bývají nejčastěji výbojky, ale mohou jím být i povrchový výboj nebo explodující materiál.

Poměrně dlouhá doba (130 ms) života atomu jodu v excitovaném stavu umožňuje dosáhnout vysokých hodnot populace horní laserové hladiny a generaci impulsů záření s velmi velkou energií a velkým špičkovým výkonem (až několik TW).

Jiný způsob excitace využívá přenosu excitace molekuly kyslíku (ve stavu

Tabulka 11.2: Vlnové délky záření iontových laserů

iont	vlnová délka [nm]					
$Ne^{2+}$	267,7	333,1				
$Kr^{2+}$	528,8	647,1	676,4			
$Ar^{2+}$	418,3	476,5	488,8	514,2		
$Xe^{2+}$	526,2	542,0	597,1	627,0	782,7	871,6

$^1\Delta_g$ ) na atom jodu. Potřebný kyslík ve vzbuzeném stavu se získává nejčastěji z chemických reakcí. Tento tzv. *kyslíko-jodový laser* pracuje v kontinuálním režimu.

## 11.2 Iontové lasery

Iontovými lasery se rozumí plynové lasery, jejichž aktivní prostředí tvoří ionty vzácných prvků nebo ionty par kovů. Ionty vzácných prvků bývají dvojmocné  $Ne^{2+}$ ,  $Ar^{2+}$ ,  $Kr^{2+}$ ,  $Xe^{2+}$  (viz tab. 11.2).

Typickým široce používaným představitelem je argonový laser. Iontové lasery s parami kovů  $Sn$ ,  $Pb$ ,  $Zn$ ,  $Cd$ ,  $Se$  a typickým jejich představitelem je helium-kadmiový laser.

Společnými vlastnostmi iontových laserů jsou generace záření na několika různých vlnových délkách ve viditelné a blízké infračervené oblasti spektra a poměrně vysoké požadavky na prahový budící výkon.

### 11.2.1 Argonový laser

Aktivní prostředí argonového laseru tvoří *ionty* argonu. Vlnové délky záření, které může vysílat argonový laser jsou: 457,9 nm, 465,7 nm, 472,7 nm, 488,0 nm, 496,5 nm a 514,5 nm. Buzení se uskutečňuje pomocí silnoproudé-

ho elektrického výboje. Budícím mechanismem jsou nepružné srážky elektronů s atomy a ionty argonu. Buzení probíhá stupňovitě, elektrony nejdříve ionizují atomy a vznikající ionty se pak v dalších srážkách znovu ionizují a excitují. Výstupní výkon proto roste s druhou mocninou proudové hustoty. Prahové proudové hustoty jsou poměrně vysoké – 30 až  $150 \text{ Acm}^{-2}$ .

### 11.2.2 Helium-kadmiový laser

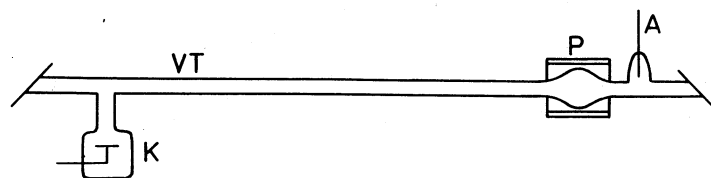
Helium-kadmiový je příkladem laseru pracujícího s ionty kovu, vysílá záření ve viditelné oblasti na vlnových délkách 533,7 nm, 537,8 nm a 441,6 nm. Budí se elektrickým výbojem, ve kterém se nejdříve excituje a ionizuje helium. Atomy helia  $He^*$  excitované do metastabilního stavu pak dávají vznik iontům kadmia v procesu tzv. *Penningovy reakce*



nebo ionty  $He^+$  ionizují  $Cd$  při srážkách podle schematu



Excitace takto vzniklých iontů  $Cd^+$  pak probíhá podle schematu velmi obdobného *He-Ne* laseru. Také konstrukční řešení *He-Ne* laseru připomíná. Bývá však poněkud složitější. Elektrické pole přítomné ve výboji vytahuje ionty kadmia z prostoru výboje. Zvláštní konstrukcí laseru je nutné zajistit stálé dodávání nových atomů  $Cd$  do výboje. Poblíž anody (obr. 11.3) se proto umísťuje pícka pro ohřev a odpařování kadmia. Celá výbojová trubice se ohřívá na teplotu 550 až 600 K, aby se zabránilo kondenzaci par kovu na stěnách. Typické provozní parametry jsou tlak  $He$  500 až 650 Pa, délka trubice 85 cm, vnitřní průměr 4 mm, proud výboje 80 mA a výstupní výkon 3 mW [15].



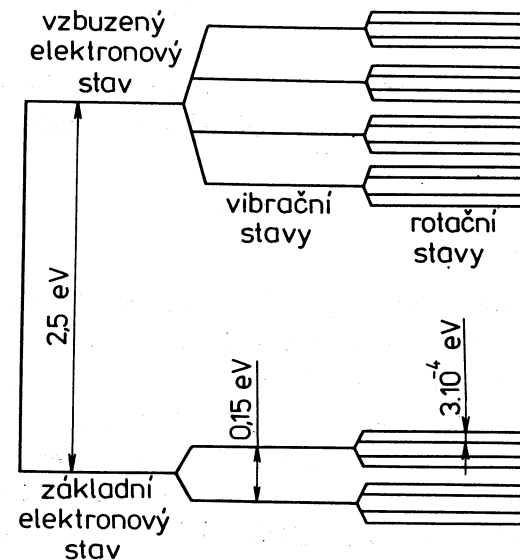
Obr. 11.3: He-Cd laser

VT – výbojová trubice, A – anoda, K – katoda, P – píčka

### 11.3 Molekulární lasery

Molekuly mají ve srovnání s atomy a ionty poměrně složitá spektra energetických hladin, viz obr. 11.4. Každá hladina molekulární (elektronická) příslušející k jisté konfiguraci elektronů se dále štěpí na vibrační podhladiny, tj. hladiny energie příslušející různému stupni excitace vibračního pohybu atomů tvořících molekulu. Každá vibrační podhladina je pak dále složena z rotačních podhladin, odrážejících míru excitace rotačního pohybu molekuly jako celku.

V molekulách je možné vytvářet inverzi populace hladin mezi energetickými hladinami různého typu. Inverze mezi dvěma elektronickými stavy umožňuje generovat ultrafialové nebo viditelné záření. Příkladem laserů tohoto typu jsou vodíkový laser, dusíkový laser a excimerové lasery. Inverze mezi vibračně-rotačními hladinami vede ke generaci infračerveného záření ( $CO_2$  laser,  $CO$  laser). Inverzi na vibračně-rotačních přechodech je možné dosáhnout v plynném prostředí i prostřednictvím exoenergetických chemických reakcí (viz chemický laser), nebo prostřednictvím termodynamických změn (viz gazodynamický laser).



Obr. 11.4: Spektrum energetických hladin molekul

#### 11.3.1 Vodíkový laser

Elektronové kvantové přechody v molekulárním vodíku jsou používány pro generaci *ultrafialového* záření v oblasti vlnových délek 140 až 165 nm (tzv. Lymanův pás) a 100 až 120 nm (tzv. Wernerův pás).

Vzhledem k velmi krátkým nanosekundovým dobám života na hladinách je třeba prostředí budit velmi intenzivně po velmi krátkou dobu. Buzení se provádí zpravidla elektrickým výbojem v plynu, přičemž proudový impuls musí mít velmi strmý náběh. Elektrické budící obvody jsou koncipovány jako obvody s rozloženými parametry (tzv. *Bumleinovo* vedení). Typické hodnoty napětí budícího elektrického zdroje jsou 80 kV, špičkový proud 100 kA. Tlak plynu ve výbojovém prostoru bývá 2,6 až 5,3 kPa. Doba trvání výstupního laserového impulsu bývá přibližně 1 ns (kratší než doba trvání proudového impulsu), výstupní špičkový výkon 1 MW, vlnová délka 116,1 nm. Laser pra-

cuje zpravidla v tzv. režimu zesílené spontánní emise (tj. bez zrcadel tvořících optický rezonátor)

Alternativním aktivním prostředím může být deuterium  $D_2$ , nebo deuterovaný vodík HD. Alternativní buzení vodíkových laserů může být zajištěno elektronovým svazkem.

### 11.3.2 Dusíkový laser

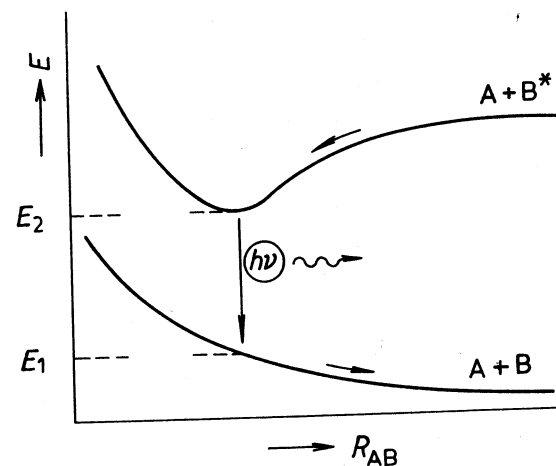
Laser s molekulárním dusíkem jako aktivním prostředím může generovat záření ve třech oblastech optického spektra a to : *ultrafialové* záření (337 až 328 nm), *viditelné* a blízké infračervené (754 až 1235 nm) a *infračervené* (3,29 až 3,47  $\mu\text{m}$  a 8,15 až 8,21  $\mu\text{m}$ ). Největšího využití se dusíkovému laseru dostalo jako generátoru laserového ultrafialového záření s vlnovou délkou 337,1 nm. Laser pracuje obecně v pulsním provozu a vysílá impulsy se špičkovým výkonem 100 kW až 1 MW s dobou trvání 5 až 10 ns.

Doba života molekuly dusíku na spodní laserové hladině (pro kvantový přechod odpovídající ultrafialové oblasti) je větší než doba života na dolní hladině. Při generaci dochází proto k rychlému nasycení přechodu a zániku inverze populace hladin. Účinné buzení musí být rychlé. Provádí se *příčným* elektrickým výbojem. Dosahované zesílení je velké, laser může pracovat bez optického rezonátoru v režimu zesílené spontánní emise. Obdobně jako u vodíkového laseru bývá využívána zvláštní konstrukce elektronického systému buzení tzv. Bumleinovo vedení.

### 11.3.3 Excimerové lasery

*Excimer* je nestabilní molekula, která vzniká jen na přechodnou dobu v důsledku vzájemného působení vzbuzeného atomu (popř. vzbuzevané molekuly) s atomem (popř. molekulou) v základním stavu. Tato molekula nevzniká, jsou-li oba atomy (molekuly) v základním stavu. Závislost potenciální energie  $E$  soustavy atomů  $A$  a  $B$  na jejich vzájemné vzdálenosti  $R_{AB}$  je uvedena

na obr. 11.5. Ve vzbuzeném stavu má potenciální energie lokální minimum, při vzájemném přiblížení atomů  $A$  a  $B^*$  se vytváří vázaný stav, to znamená excimer  $AB^*$ . Pro atomy v základním stavu je závislost potenciální energie na vzdálenosti  $R_{AB}$  monotónně klesající funkcí, interakce má odpuzivý charakter, stabilní molekula  $AB$  neexistuje. Přejde-li excimerová molekula do základního stavu, např. vyzářením fotonu, nastává rychlá disociace (v časovém intervalu  $10^{-14}$  s). V klasické chemické terminologii se namísto excimer používá označení exciplex (jako zkratka pro excitovaný komplex), zatímco excimer se používá pro označení molekuly vytvořené ze dvou stejných atomů (popř. molekul) jako zkratka od excitovaný dimer.



Obr. 11.5: Závislost potenciální energie soustavy atomů  $AB$  (resp.  $AB^*$ ) na vzdálenosti  $R_{AB}$

*Aktivním prostředím* excimerových laserů jsou excimery. Populace horní laserové hladiny  $N_2$  je dána hustotou počtu excimerů. Populace dolní laserové hladiny  $N_1$  je prakticky stále zanedbatelná. Přejde-li excimer ze vzbuzeného

(vázaného) do základního (rozletného) stavu, okamžitě se rozpadá. Součinitel zesílení aktivního prostředí  $\alpha = \sigma N_2$ .

Dosud známé excimerové lasery pracují buď s excitovanými dimery vzácných plynů (např.  $Ar_2^*$ ), s halogenidy vzácných plynů (např.  $KrF^*$ ), nebo s oxidy vzácných plynů (např.  $XeO^*$ ). Přehled nejznámějších aktivních prostředí excimerových laserů je uveden v tab. 11.3 spolu s vlnovými délkami vysílaného záření

Tabulka 11.3: Excimerové lasery

Excimer	Vlnová délka [nm]	Šířka spektrální čáry [nm]
$Ar_2$	126,1	8,0
$Kr_2$	146,7	13,8
$Xe_2$	172,0	20,0
$ArCl$	175,0	-
$ArF$	193,3	1,5
$KrCl$	222,0	5,0
$KrF$	248,4	4,0
$XeBr$	281,8	1,0
$XeCl$	308,0	2,5
$XeF$	351,1	1,5
$XeO$	540,0	25,0
$KrO$	557,7	1,5
$ArO$	558,0	4,0

Buzení excimerových laserů je zásadně pulsní. Excimery bývají vytvářeny v plynném prostředí buď elektrickým výbojem, nebo svazkem rychlých elektronů. Ve směsi se vytvářejí ionty  $R^+$  a vzbuzené atomy  $R^*$  vzácných prvků. Ionty  $R^+$  pak v trojně srážce s atomy téhož druhu vytvářejí molekulární ionty,

kteří se pak v následujícím procesu rekombinace přeměňují na excimer, např. podle schématu:



kde  $R$  označuje atom vzácného plynu,  $e$  elektron,  $+$  kladný iont,  $*$  vzbuzený stav.



Halogenidy vzácných plynů vznikají při srážkách vzbuzených atomů vzácného plynu s molekulami halogenů (při tzv. *harpunové reakci*):



kde  $X$  označuje atom halogenu.

Buzení excimerových laserů *elektronovým svazkem* je obecně účinnější než buzení elektrickým výbojem. Bylo jím dosaženo účinnosti až 10% při výstupní energii v impulsu 1 kJ s dobou trvání impulsu 10 ns.

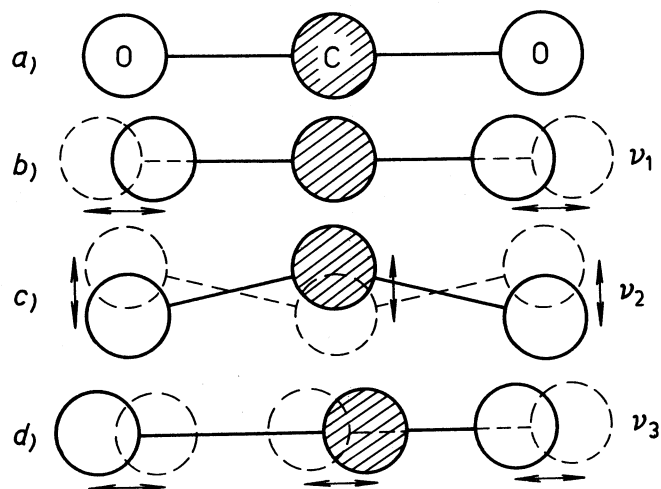
Buzení *elektrickým výbojem* s účinností nepřesahující jedno procento je však konstrukčně mnohem jednodušší, je vhodné pro lasery s menší výstupní energií (do 1 J), může pracovat s poměrně vysokou opakovací frekvencí 100 Hz až 10 kHz. Konstrukční řešení bývá velmi blízké příčně buzeným  $CO_2$  laserům.

### 11.3.4 $CO_2$ laser

Aktivními molekulami jsou molekuly oxidu uhličitého viz obr. 11.6. Ke stimulované emisi dochází při kvantových přechodech mezi různými vibračně-rotacími podhladinami základního elektronického stavu molekuly.

Kmitavý (vibrační) pohyb atomů v molekule může být rozložen do tří nezávislých modů. Symetrický mod s vlastní frekvencí  $\nu_1 = 4,16 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$  představuje symetrické kmity atomů kyslíku podél molekuly. Ohybový mod



Obr. 11.6: Molekula  $CO_2$  a její kmitavé módy

- a) molekula, b) symetrický vibrační mód, c) ohybový mód (dvojnásobně degenerovaný), d) asymetrický mód

( $\nu_2 = 2 \cdot 10^{13} \text{s}^{-1}$ ) představuje vibrace ve směru kolmém k ose molekuly. Může být rozložen dále do dvou nezávislých pohybů ve směrech kolmých k ose molekuly (je dvojnásobně degenerovaný). Asymetrický mód ( $\nu_3 = 7,04 \cdot 10^{13} \text{s}^{-1}$ ) je spojen s asymetrickým pohybem atomů podél osy molekuly. Vibrační energetická hladina je pak určována excitací jednotlivých vibračních módů, tj. uspořádanou trojicí nezáporných čísel  $v_1, v_2, v_3$  a přísluší jí energie (viz. obr. 11.7):

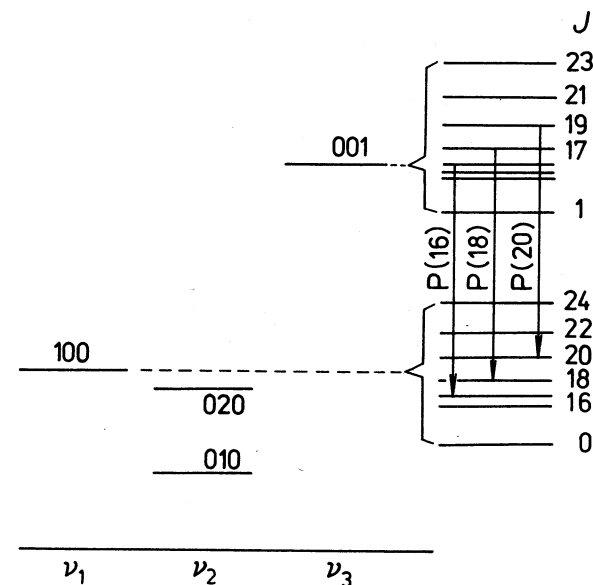
$$E_V = h\nu_1 \left( v_1 + \frac{1}{2} \right) + h\nu_2 \left( v_2 + \frac{1}{2} \right) + h\nu_3 \left( v_3 + \frac{1}{2} \right). \quad (11.7)$$

Rotační pohyb molekuly vede dále k rozštěpení každé vibrační energetické hladiny na řadu rotačních podhladin. Každá z nich je určena rotačním

kvantovým číslem  $J$  a přísluší jí energie:

$$E_r = hcBJ(J+1), \quad (11.8)$$

kde  $B = 38,7 \text{ m}^{-1}$  je tzv. rotační kvantová konstanta. Každá vibračně-

Obr. 11.7: Vibračně-rotační hladiny energie molekuly  $CO_2$ 

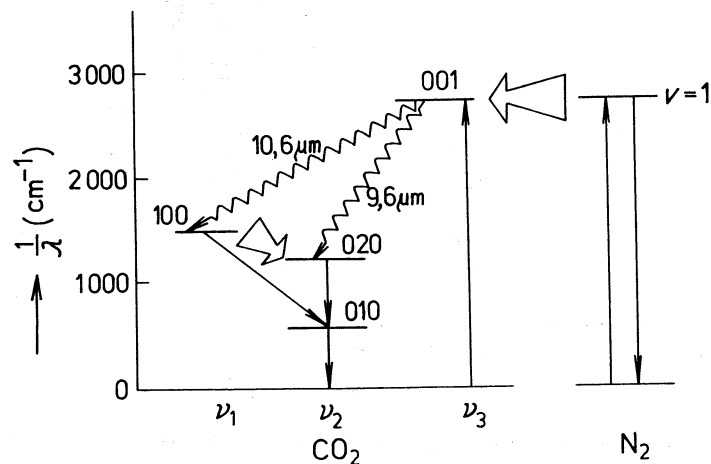
rotační hladina molekuly  $CO_2$  je pak určena čtveřicí čísel  $v_1, v_2, v_3, J$  a přísluší jí energie:

$$E(v_1, v_2, v_3, J) = E_v + E_r. \quad (11.9)$$

Na kvantové přechody mezi vibračně-rotačními hladinami jsou však kladena jistá omezení. Podmínkou je změna vibračního kvantového čísla  $J$  o 1. Tzn. že  $\Delta J = \pm 1$ . Jestliže je rotační kvantové číslo horní hladiny menším z obou, hovoříme o přechodu P, v opačném případě o přechodu Q. Nejčastějším laserovým přechodem bývá přechod P(20) mezi hladinami (0,0,1,19) a (1,0,0,20).

Když je ustavena inverze populace mezi těmito podhladinami, dochází ke generaci záření s vlnovou délkou  $10,6\ \mu\text{m}$ . Tento přechod je nejsnáze dosažitelným. Méně častým bývá laserový přechod mezi stavy s vibračními kvantovými čísly  $(0,0,1)$  a  $(0,2,0)$ , při kterém je vysíláno záření s vlnovou délkou přibližně  $9,6\ \mu\text{m}$ .

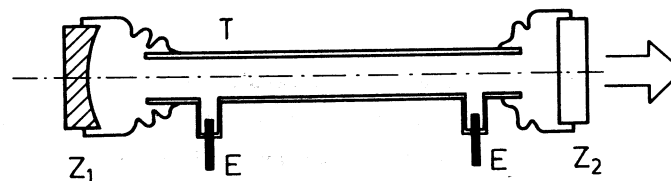
Excitace vibračních stavů molekul  $\text{CO}_2$  se uskutečňuje nejčastěji v doutnavém elektrickém výboji a to prostřednictvím nepružných srážek molekul  $\text{CO}_2$  s elektrony nebo prostřednictvím rezonanční výměny excitační energie při nepružných srážkách s jinými molekulami.



Obr. 11.8: Vibrační energetické hladiny molekul  $\text{CO}_2$  a  $\text{N}_2$ , které se zúčastní buzení laserových přechodů

Elektrický výboj se zapaluje ve směsi plynů  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  a  $\text{He}$ . Při vhodném poměru intenzity elektrického pole působícího ve výbojovém prostoru a tlaku plynu mají elektrony výboje takovou kinetickou energii, že jsou přednostně buzeny horní laserová hladina  $(0,0,1)$  molekuly  $\text{CO}_2$  a vibrační hladina 1

molekuly  $\text{N}_2$  (viz obr. 11.8). Uvedené hladiny mají přibližně stejnou hodnotu a při srážkách  $\text{N}_2$  s  $\text{CO}_2$  dochází k účinnému přenosu excitace od jedné komponenty ke druhé. Molekuly  $\text{N}_2$  tak mohou zvyšovat úroveň buzení horní laserové hladiny. Úloha atomů  $\text{He}$  ve směsi pak spočívá v tom, že podporují depopulaci (vyprazdňování) dolní laserové hladiny. Kvantta excitační energie ohybového vibračního modu jsou předávána kinetickým stupňům volnosti poměrně lehkého atomu helia.



Obr. 11.9: Konstrukce výbojové trubice  $\text{CO}_2$  laseru

V klasickém konstrukčním uspořádání bývá základem  $\text{CO}_2$  laseru výbojová trubice T (viz obr. 11.9) s vnitřním průměrem několika centimetrů naplněná směsí plynů  $\text{CO}_2$ :  $\text{N}_2$ :  $\text{He}$  při tlaku několi kPa. Podélný doutnavý výboj v trubici T (elektrický proud výbojem protéká podél osy výbojové trubice a podél optické osy rezonátoru) se udržuje vysokonapěťovým zdrojem s proudovým omezením, který je připojen k elektrodám E. Objem doutnavého výboje je současně aktivním objemem laseru.

$\text{CO}_2$  lasery mají poměrně vysokou účinnost (přibližně 10%), jsou široce využívány. Bylo vyvinuto a průmyslově se vyrábí mnoho variant  $\text{CO}_2$  laserů. Nízkovýkonové typy se vyznačují malými rozměry a velkou životností, výkon výstupujícího záření se pohybuje v rozmezí od 1 mW do 10 W. Moderní konstrukční variantou nízkovýkonového laseru je tzv. *vlnodový laser*.

Výkony záření desítky až stovky wattů je možné získat z dlouhých vodou chlazených trubic, ve kterých proudí plyn podél osy trubice. Bývají označovány jako lasery s podélným buzením a podélným průtokem plynu.

Mimořádně vysokou účinnost a poměrně malé rozměry mají impulzní  $CO_2$  lasery s tzv. příčným výbojem, ve kterých se vytváří impulsní doutnavý výboj při tlacích plynu srovnatelných s atmosférickým (viz též Příčně buzené lasery, odst. 11.4.1).

Vedle elektrického buzení existuje i řada systémů  $CO_2$  laseru založených na jiných principech buzení, např. chemickou reakcí (viz odst.: 11.4.3) nebo rychlým ochlazením přehřátého plynu (viz odst.: 11.4.4).

### 11.3.5 $CO$ laser

Aktivním prostředím  $CO$  laseru jsou molekuly oxidu uhelnatého. Laserové přechody se uskutečňují mezi vibračně-rotacími hladinami základního elektronového stavu této dvouatomové molekuly.  $CO$  lasery vyzařují infračervené záření v pásmu 5 až  $6,5 \mu m$  a vyznačují se dobrou účinností a velkými výstupními výkony.

Velká rychlost vibrační relaxace způsobuje, že se nedosahuje inverze populace mezi vibračními hladinami, ale jen tzv. *částečné inverze*, to je inverze na některých vibračně-rotacích kvantových přechodech příslušejících k uvažovaným vibračním hladinám. Nejsnáze se ustavuje inverze ve větvi P vibračně-rotacích přechodů.  $CO$  laser může ve větvi P pracovat *kaskádně*, tzn. že po kvantovém přechodu molekuly z vibračního stavu  $v_{i+1}$  do  $v_i$  se zvýší populace hladiny  $v_i$  a tím i inverze populace na jistém vibračně rotačním přechodu  $v_i \rightarrow v_{i-1}$ .

Buzení  $CO$  laserů se provádí obdobnými metodami jako u  $CO_2$  laserů, tj. elektrickým výbojem jak samostatným, tak nesamostaným, elektronovým svazkem, chemickou reakcí, nebo dynamickým ochlazením plynu apod. Obecně je možné laser provozovat jak v kontinuálním, tak impulsním režimu. V  $CO$  laserech, kde nejsou kladeny žádné nároky na spektrální čistotu výstupního svazku, se dosahuje účinnosti až 50%. Účinnost roste s klesající teplotou plynu. Nejúčinnější  $CO$  lasery pracují při teplotě plynu blízké teplotě varu oxidu uhelnatého (83 K). Jejich většímu rozšíření brání jedovatost  $CO$ .

## 11.4 Zvláštní metody buzení plynových laserů

### 11.4.1 Příčně buzené lasery (TE lasery)

Činnost plynových laserů je často podmíněna realizací stabilního doutnavého výboje. Ten probíhá jen za nízkého tlaku v aktivním prostředí (100 až 1000 Pa). To znamená, že v aktivním prostředí je relativně nízká objemová hustota aktivních center ( $10^{15}$  až  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ). Je o několik řádů nižší než koncentrace aktivních částic u pevnolátkových nebo kapalinových laserů ( $10^{19}$  až  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ).

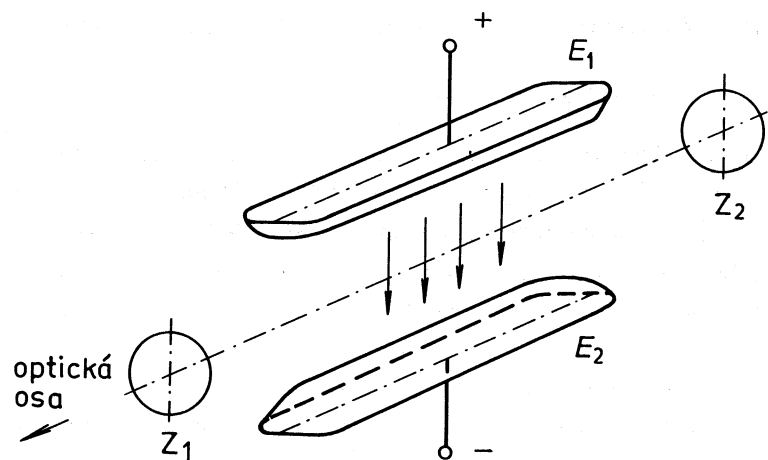
Úsilí o současné zvýšení výstupního výkonu laseru a zachování malých rozměrů vedlo k úvahám o možnosti provozu plynových laserů při vysokém tlaku.

Při vysokém tlaku jsou potřebná vysoká elektrická pole pro *udržení* dostatečného stupně ionizace ve výbojovém prostoru. Navíc je dobře známo, že objemový doutnavý výboj při vysokém tlaku není *stabilním* útvarem. Technickým řešením, které vede na vytváření doutnavého výboje ve velkém výbojovém objemu při vysokém tlaku a pomocí poměrně malých hodnot příkládaného vysokého napětí, je tzv. příčné buzení — transversální excitace (viz. obr. 11.10)

Elektrický výboj probíhá ve směru kolmém k optické ose laserového rezonátoru mezi elektrodami  $E_1$  a  $E_2$ . Příčný rozměr aktivního prostředí bývá menší než rozměr podél osy, takže stejné elektrické pole je možné vytvořit přiložením nižšího napětí.

Stabilita výboje mezi poměrně velkoplošnými elektrodami se podporuje vnějším *ionizačním* čidlem. Tímto vnějším ionizačním čidlem může být přídavný elektrický výboj zapálený před přivedením napětí na elektrody (viz obr. 11.11). Výboj vysílá ultrafialové záření, které prostor ionizuje. Jiným ionizačním čidlem může být svazek elektronů nebo rentgenové záření.

Jestliže je ionizátor velmi silný, je možné výboj mezi elektrodami zapálit při ještě sníženém napětí a jeho prostorová stabilita je dobrá. Výboj však



Obr. 11.10: Příčně buzený plynový laser

$E_1, E_2$  elektrody,  $Z_1, Z_2$  zrcadla optického rezonátoru

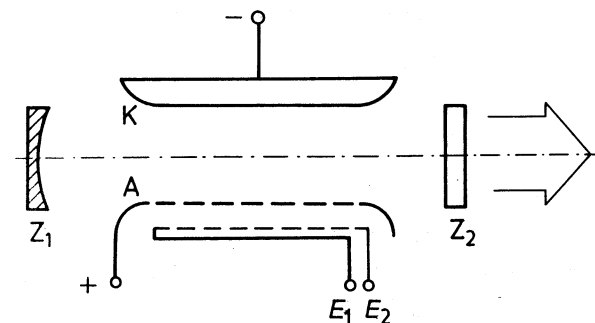
zaniká, jakmile ionizátor přestává působit. Takový výboj bývá označován jako nesamostatný.

Jestliže je prostor plynového laseru intenzivně ionizován svazkem rychlých elektronů a v prostoru vzniká nesamostatný výboj, mluvíme o *elektroionizačním laseru*.

Příčně buzení se s výhodou využívá u impulsních  $CO_2$  laserů s atmosférickým tlakem plynové náplně (Transversaly Excited Atmospheric Lasers — TEA lasery) a u excimerových laserů.

#### 11.4.2 Fotodisociační lasery

Ve fotodisociačních laserech dochází k přeměně energie dopadajícího záření na vnitřní energii jisté molekuly  $AB$ , která se vzápětí rozpadá a produktem



Obr. 11.11: Příčně buzený plynový laser předionizovaný přidavným výbojem pod anodou, K – katoda, A – anoda,  $E_1, E_2$  – elektrody předionizátoru,  $Z_1, Z_2$  – zrcadla

reakce je menší molekula nebo atom  $A$  ve vzbuzeném stavu podle schématu:

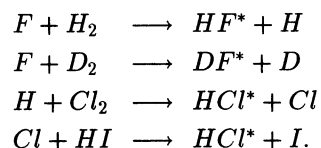


Je při tom absorbováno kvantum energie  $hf$  (foton) dané frekvencí dopadajícího záření. Účinnost *fotodisociace* závisí na absorpčních vlastnostech molekuly  $AB$ . Je-li jejich absorpční spektrum široké, je možné zajistit buzení širokospektrálním zářením výbojek, povrchových výbojů, nebo jiných plazmatických útvarů. Příklad fotodisociačního laseru — jodový laser — je uveden v odst. 11.1.3. Je-li šířka absorpční spektrální čáry malá je vhodné budít kvazimonochromatickým zářením.

#### 11.4.3 Chemické lasery

Většina chemických laserů využívá energie uvolňované při substituční reakci v dvouatomových molekulách. Uvolněná energie se ukládá v excitovaných vibračních stavech molekulárních produktů reakce. Tyto molekuly se zúčastňují laserové generace buď samy, nebo předávají svoji excitační energii jiným molekulám.

Příklady budících chemických reakcí jsou:



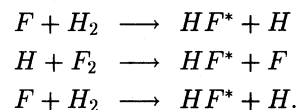
Nutnou podmínkou pro tyto reakce je počáteční přítomnost fluorových, chlorových nebo vodíkových atomů (radikálů). Radikály bývají získávány z molekul ( $H_2, F_2, Cl_2$ ) fotodisociací, disociací elektronovým svazkem, chemickou reakcí nebo termální disociací. Rychlost buzení je dána rychlostí chemické reakce a je úměrná koncentraci zúčastněných komponent.

Zdroji ionizujícího (zprav. ultrafialového) záření bývají výbojky. Tam, kde je potřebné záření kratších vlnových délek ( $< 0,2 \mu m$ ), používá se jiskrový elektrický (popř. optický) výboj ve vzduchu nebo v definovaném prostředí (argon, dusík, atd.).

Mnohem účinnější bývá inicializace chemického buzení svazkem rychlých elektronů. Elektronový svazek je schopen odstartovat reakci během velmi krátké doby ( $10^{-7}$  až  $10^{-8}$  s).

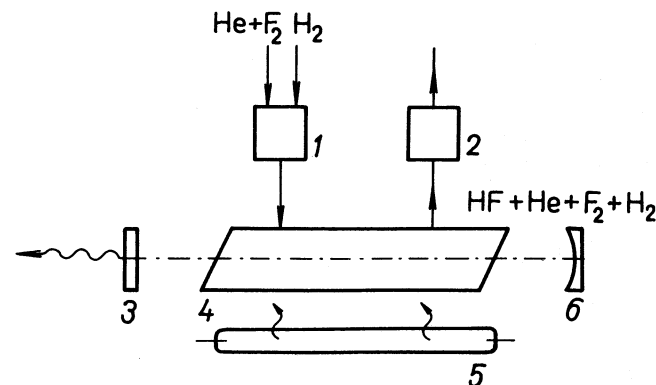
Radikály je možné též získat chemickými reakcemi např.:  $NO + F_2 \longrightarrow NOF + F$ . Oxid dusnatý existující jako stabilní radikál reaguje s molekulárním fluorem, čímž se uvolňuje potřebný chemicky aktivní atomický fluor.

V chemických laserech se s výhodou využívá *řetězových reakcí*, tzn. že jednou zahájená chemická reakce je v aktivní směsi udržována. Předpokládejme, že ve směsi plynů obsahující molekuly  $H_2$  a  $F_2$  se objeví jisté množství radikálů fluoru, potom se rozvíjí řetězová chemická reakce podle schématu:



Využitím řetězové reakce lze velmi rychle vytvořit velký počet aktivních center  $HF^*$ . Energie chemických vazeb je k dispozici pro přeměnu na op-

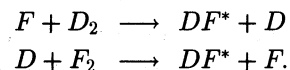
tické záření a počet radikálů je teoreticky zachován. Prakticky je omezen konkurenčními procesy disociace.



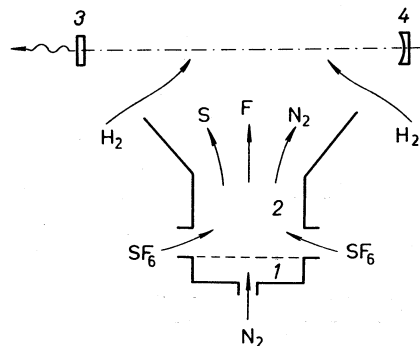
Obr. 11.12: Impulsní fluorovodíkový laser ionizovaný fotodisociací

1 – směšovač plynu; 2 – chladič a chemický filtr; 3,6 – zrcadlo optického rezonátoru; 4 – chemický reaktor s optickými okénky; 5 – zdroj ultrafialového záření (výbojka)

Schema impulsního fluorovodíkového laseru je na obr. 11.12. Plyn se napustí do reaktoru 4. Impuls ultrafialového záření výbojky 5 iniciuje chemickou reakci. Po každém laserovém záblesku se reaktor vyprázdní a naplní novou směsí. Kontinuální chemické lasery se konstruují jako průtočné. Např. chemicky buzený  $CO_2$  laser je buzen chemickou reakcí deuteria s fluorem, do komory reaktoru (viz obr. 11.13) přichází jedním vstupem směs plynů helia a molekulárního fluoru. Dalším vstupem přichází směs oxidu dusnatého a plynu  $CO_2$ . Při reakci  $NO + F_2 \longrightarrow NOF + F$  vzniká atomární fluor, který je nezbytný k reakci s deuteriem přicházejícím dalším vstupem. Dochází k reakci



Excitované molekuly  $DF^*$  pak předávají svoji excitační energii molekulám  $CO_2$ , takže výsledkem je kontinuální čistě chemický  $CO_2$  laser. Helium, které prochází celým systémem, zabezpečuje, aby nedošlo k přehřátí a k samovybuzení.

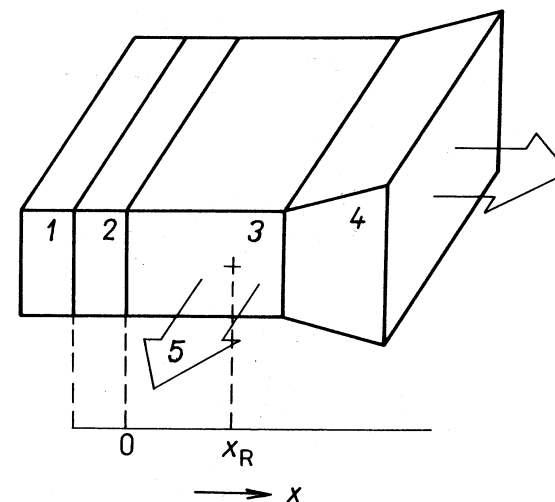


Obr. 11.13: Schema uspořádání hydrogenfluorid chemického laseru

#### 11.4.4 Plynově dynamické lasery

V gazodynamickém (nebo plynově dynamickém) laseru se inverzní populace mezi vibračními hladinami molekul dosahuje během nerovnovážného relaxačního stadia v plynu po adiabatické expanzi.

Plynově dynamický systém se obvykle skládá z ohřivače, soustavy trysek, optického rezonátoru a difuzoru. V ohřivači 1 (viz obr. 11.14) se připravuje spalováním uhlovodíků, elektrickým výbojem, nebo rychlým hořením s rázovou vlnou směs horkých plynů a par (např.  $CO_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$  nebo  $He$ ). Teplota bývá přibližně 1400 K. Populace horní laserové hladiny (laserového kvantového) přechodu je při takové teplotě poměrně velká. Ve vibračním stavu (0,0,1) molekuly  $CO_2$  je například asi 10% z celkového počtu molekul kyslíčnicku uhlíčitého. Plyn expanduje a vytéká z trysek nadzvukovou rychlostí. Tepelná energie se mění v kinetickou energii usměrněného pohybu plynu (viz obr. 11.15). Teplota plynu (měřená chaotickou energií molekul) klesá až

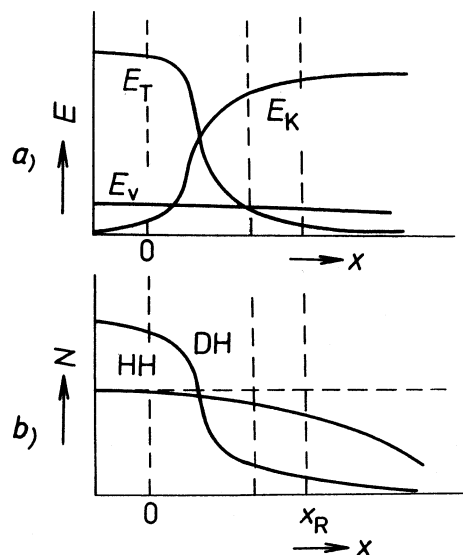


Obr. 11.14: Principiální schéma plynově dynamického laseru

1 – ohřivač, 2 – trysky, 3 – aktivní prostor

o 1000 K. Vibrační hladiny jsou po expanzi obsazeny více, než by odpovídalo situaci v termodynamické rovnováze při snížené teplotě. Jestliže populace horní hladiny relaxuje ke své rovnovážné hodnotě pomaleji než populace dolní hladiny (např. podle schematu na obrázku), nachází se v jisté vzdálenosti od trysek ( $x_R$ ) oblast, ve které je přítomna inverze populace hladin. Umístíme-li kolmo ke směru proudu plynu v tomto místě optický rezonátor, může dojít ke generaci (zprav. infračerveného) záření.

Účinnost plynově dynamických laserů bývá asi 1%, výstupní výkony laserového záření dosahují až stovek kilowatů. Kromě nejběžnějších  $CO_2$  plynově dynamických laserů, vysílajících záření s vlnovou délkou 10  $\mu m$ , byly realizovány i lasery s molekulami  $CO$ ,  $N_2O$  a  $CS_2$  vyzařující v infračervené oblasti spektra. V experimentálním stadiu jsou plynově dynamické lasery pro viditelnou oblast spektra.



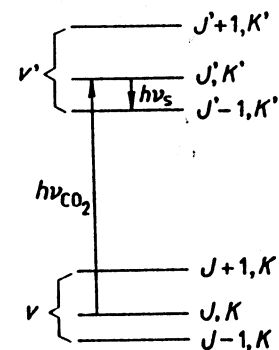
Obr. 11.15: Charakteristické veličiny plynově dynamického laseru

- a) Závislost tepelné energie  $E_T$ , energie uspořádaného pohybu  $E_K$  a vibrační energie  $E_V$  expandujícího plynu na prostorové souřadnici
- b) Závislost populace horní hladiny HH a dolní hladiny DH laserového přechodu na prostorové souřadnici

#### 11.4.5 Optický buzení plynové lasery

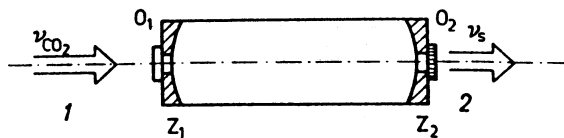
Účinného optického buzení pevnolátkových a kapalinových laserů může být dosaženo tehdy, pokud v daném aktivním prostředí existují široké absorpční pásy. V plyných prostředích jsou absorpční čáry molekul, atomů, iontů principiálně poměrně úzké. Optická excitace může být za těchto podmínek dobře využita, jen když budící záření má takové čárové spektrum, koincidující s absorpčními čarami aktivního prostředí.

Prakticky se optického buzení plynových laserů využívá pro *generaci sub-*



Obr. 11.16: Vibračně- rotační energetické hladiny víceatomové molekuly  
 $v, v'$  – vibrační kvantová čísla,  $J, K, J', K'$  – rotační kvantová čísla

*milimetrového* záření, tj. záření s vlnovými délkami 0,1 až 1 mm. Při těchto vlnových délkách dochází k laserovým kvantovým přechodům mezi rotačními energetickými hladinami (viz obr. 11.16) atomových molekul např.:  $H_2O$ ,  $HCN$ ,  $ICN$ ,  $CH_3CN$ ,  $CH_3OH$ ,  $CH_3F$  a pod. Záření přeladitelného (nejčastěji  $CO_2$ ) laseru je absorbováno při kvantovém přechodu mezi vibračně- rotačními hladinami molekul ( $v, J, K$ ) a ( $v', J', K'$ ). Protože rovnovážná populace vibrační energetické hladiny  $v'$  je mnohem menší než  $v$ , vytváří se v impulsním režimu poměrně snadno inverze populace mezi rotačními podhladinami ( $v', J, K'$ ) a ( $v', J' - 1, K'$ ). Frekvence kvantového přechodu leží v pásmu submilimetrových vln. Schéma uspořádání submilimetrového laseru je na obr. 11.17. Svazek 1 záření budícího laseru postupuje okénkem  $O_1$  do aktivního prostředí v kyvetě mezi pozlacenými zrcadly  $Z_1$  a  $Z_2$ , vytvářejícími otevřený rezonátor pro submilimetrové vlny. Tlak plynu v kyvetě bývá 10 Pa. Záření je z laseru vyzařováno okénkem  $O_2$  (obvykle z krystalického křemene nebo polyetylenu).



Obr. 11.17: Schéma opticky buzeného submilimetrového laseru

$O_1, O_2$  – okénka,  $Z_1, Z_2$  – zrcadla, 1 – svazek budícího záření s frekvencí  $\nu_{CO_2}$ , 2 – výstupní svazek laseru s frekvencí  $\nu_s$

Opticky buzené submilimetrové lasery mívají účinnost 0,1 až 1%. Vysílají impulsy záření o špičkovém výkonu jednotek kilowattů, v kontinuálním režimu se výkon pohybuje v rozmezí mikrowattů až miliwattů. Typickým představitelem submilimetrových laserů je laser s molekulami vody ( $H_2O$ ), vysílající záření s vlnovými délkami 118,6 a 220,2  $\mu m$ , nebo laser  $H_2N$  s vlnovými délkami 331, resp. 337  $\mu m$ .

Příklady ke kapitole 11:

- 11.1 Vysvětlete, jestli je náhodné, že svit z výboje v trubici  $He-Ne$  laseru je podobný výstupnímu záření tohoto laseru.
- 11.2 Odhadněte hustotu elektronů v aktivním prostředí  $Ar$  laseru, kde hustota proudu v laserové trubici je  $10^3 \text{ Acm}^{-2}$ .
- 11.3 Jaký charakter rozšíření má křivka zesílení  $CO_2$  laserů?

## Kapitola 12

### Plazmatické lasery

V plazmatickém laseru je inverze populace vytvářena uvnitř chladného plazmatu. V procesu *relaxace plazmatu* dochází za jistých podmínek k podstatně rychlejší depopulaci dolních energetických hladin než horních energetických hladin některých iontů nebo atomů. Mechanismus je obdobný jako u plynově dynamických laserů.

Experimentálně byla realizována celá řada plazmatických laserů s rozsáhlým spektrem vlnových délek výstupního záření. Nejvyšší součinitel zisku byl pozorován při laserových přechodech iontů argonu s vlnovou délkou 747 nm, iontů kadmia s vlnovou délkou 537,8 nm a rtuť s vlnovou délkou 567 nm v rozpadajícím se plazmatu elektrického výboje.

Obecně plazma nemusí být vytvářeno elektrickým výbojem, ale i jinými způsoby, např.: (silnoproudým) elektronovým svazkem, produkty jaderných reakcí, chemickými reakcemi, nebo fokuzovaným laserovým zářením.

Plazmatické lasery s aktivním prostředím vytvořeným mnohonásobně nabitými ionty jsou jednou z cest k vytvoření rentgenového laseru.

*Rentgenový laser* je zdroj koherentního rentgenového záření. Pro laserovou činnost v této oblasti spektra je nutné aktivní prostředí budit tak, aby byla dosažena inverze populace hladin na energetických hladinách příslušejících vnitřním elektronovým slupkám atomů (iontů), nebo aby byla zajištěna excitace atomových jader.